www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

4e JAARGANG NUMMER 8 AUGUSTUS 1939

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

STRALING VAN GELUID

door A. TH. van URK en R. VERMEULEN. 534.232

De straling van geluid wordt voor de eenvoudigste vormen van het stralend lichaam onderzocht. In de eerste plaats worden de differentiaalvergelijkingen opgesteld voor een bolsymmetrische luchtbeweging, die verkregen kan worden door een pulseerende ballon. De oplossingen van de differentiaalvergelijkingen worden besproken en er wordt een mechanisch model afgeleid, dat bij beweging dezelfde reactie op het aandrijvende punt uitoefent als de lucht op de pulseerende ballon. Met behulp van het model worden verschillende bewegingsvormen van de lucht behandeld, met name een sinusvormige beweging met verschillende frequenties. Voor de practijk kan de pulseerende ballon beschouwd worden als een idealiseering van een luidspreker in een groote schermplaat. Een luidspreker zonder schermplaat moet daarentegen geïdealiseerd worden als een oscilleerende stijve bol. Ook voor dit geval wordt een mechanisch model aangegeven, waarmee het gedrag van de straler bij verschillende frequenties aanschouwelijk gemaakt wordt. Tenslotte worden de stralingseigenschappen van de pulseerende ballon en de oscilleerende bol vergeleken.

Inleiding

Geluid is voor ons oor waarneembare luchtbeweging. Deze definitie, hoewel bruikbaar en juist, laat toch onbevredigd. Zij drukt niet uit, dat het vooral de bij de beweging behoorende fluctuaties van de luchtdruk zijn, die ons oor stimuleeren. Bovendien is de hoorder zich geluid niet bewust als een eigenschap van de hem omringende lucht, doch als de aanwezigheid van een zich op eenige afstand bevindende geluidsbron. In dit artikel zal nagegaan worden, hoe door de geluidsbron, via de beweging van de lucht, de drukwisselingen ter plaatse van de luisteraar worden verwekt. Het zal blijken, dat de beweging van een lichaam op zichzelf niet voldoende is om de lucht op groote afstanden zoodanig in beroering te brengen, dat wij dit als geluid kunnen waarnemen. Alleen snelle veranderingen van de beweging van een lichaam veroorzaken in de lucht verstoringen, die zich vanaf de geluidsbron naar alle richtingen betrekkelijk weinig verzwakt voortplanten: de geluidsgolven. Hetzelfde verschijnsel ontmoet men trouwens ook in de electrotechniek: het veld van een geladen condensator of van een magneet kan slechts op korte afstand, bijv. door inductie worden waargenomen. Daarentegen ontstaan bij snelle veranderingen van lading en stroom de radiogolven, die communicatie op groote afstand mogelijk maken. In analogie met het uitstralen van lichtgolven spreekt men zoowel van het uitstralen van radiogolven door een antenne, als van het uitstralen van geluidsgolven door een geluidsbron.

Sinds onheugelijke tijden hebben de bouwers van muziekinstrumenten langs intuïtieve en empirische weg gezocht naar de vorm, die een lichaam tot een goede geluidsstraler maakt. In onze tijd heeft het vraagstuk nieuwe beteekenis gekregen voor de bouw van luidsprekers. Hier kan het probleem zuiverder gesteld worden, omdat de straler hier niet tegelijkertijd de functie van timbrebepalend orgaan heeft, zelfs niet hebben mag.

Tot haar kern teruggebracht luidt de vraag nu: welke energie wordt bij verschillende vormen en bewegingen van de straler in de vorm van geluid uitgestraald? Voor de allereenvoudigste vormen zal het antwoord aan de hand van mechanische modellen toegelicht worden.

De pulseerende ballon

De eerste straler, waarvoor een model zal worden afgeleid, is de „pulseerende ballon", d.i. een bol, waar-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van de straal met de tijd grooter en kleiner wordt. Hierbij kan bijv. gedacht worden aan een gummi ballonnetje, dat meer of minder wordt opgeblazen. De beweging van de lucht rondom de ballon (zie *fig. 1*) zal, evenals die van de ballon zelf, uitsluitend in radiale richting plaats vinden en in alle richtingen dezelfde snelheid (v) bezitten, doch wel afhangen van de afstand tot het middelpunt van de ballon (r). We willen nu de differentiaalvergelijkingen voor deze bolsymmetrische luchtbeweging opstellen en de oplossing ervan bespreken.

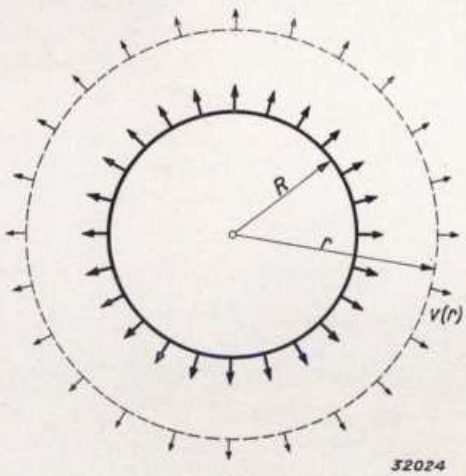


Fig. 1. Pulseerende ballon. Bij het uitdijen van de bol (straal R) treedt een bolsymmetrische beweging van de lucht op, met de snelheid v op de afstand r.

Beschouwen wij de luchtlaag, gelegen tusschen twee bollen met stralen r en $r + \mathrm{d}r$, dan zal deze luchtlaag na een kleine tijd $\mathrm{d}t$ zich in zijn geheel verplaatst hebben over een afstand $v\,\mathrm{d}t$. Doch in het geval, dat er een snelheidsgradient $\partial v/\partial r$ aanwezig is, zal de buitenste bol zich bewogen hebben met een snelheid $v + (\partial v/\partial r)\mathrm{d}r$ en de dikte van de luchtlaag vergroot zijn tot $\mathrm{d}r + (\partial v/\partial r)\mathrm{d}r \cdot \mathrm{d}t$. Het volume van de laag, dat eerst $4\,\pi r^2\,\mathrm{d}r$ bedroeg, zal na een tijd $\mathrm{d}t$ dus om twee redenen vergroot zijn: ten eerste, omdat de straal met $v\,\mathrm{d}t$ toegenomen is, en ten tweede, omdat de dikte met $(\partial v/\partial r)\mathrm{d}r\,\mathrm{d}t$ vergroot is. De relatieve toename $\mathrm{d}V$ van het volume V bedraagt dus:

$$\frac{\mathrm{d}V}{V} = 2\,\frac{v}{r}\,\mathrm{d}t + \frac{\partial v}{\partial r}\,\mathrm{d}t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

De vergrooting van het volume heeft, daar de erin besloten hoeveelheid lucht dezelfde is gebleven, een vermindering van de druk tengevolge. Indien de warmte-uitwisseling met de omgeving verwaarloosd wordt, dus de expansie adiabatisch verloopt, wordt het verband tusschen druk en volume gegeven door de bekende wet $p \cdot V^{\gamma} = \text{constant}$, waaruit voor de verandering $\mathrm{d}p$ van de druk volgt:

$$\frac{\mathrm{d}p}{B} = -\gamma \cdot \frac{\mathrm{d}V}{V} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

indien door B de gemiddelde luchtdruk, de barometerstand, wordt voorgesteld. Uit de combinatie van formules (1) en (2) wordt voor de snelheid, waarmede de druk in de strooming toeneemt, gevonden:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\gamma\,B \cdot \frac{\mathrm{d}V}{V\,\mathrm{d}t} = -\gamma\,B\left(2\,\frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r}\right) \quad . \quad (3)$$

Behalve deze „continuiteitsvergelijking" kan nog een tweede vergelijking opgeschreven worden, die uitdrukt, dat een verandering van snelheid van de lucht in radiale richting optreedt, indien een drukgradient aanwezig is. We snijden uit de bolvormige luchtlaag ter dikte $\mathrm{d}r$ nog een klein cylindertje met een doorsnede $\mathrm{d}O$ en hoogte $\mathrm{d}r$, zie *fig. 2*. De druk op het mantelvlak van deze cylinder zal geen versnelling geven, doch op het bovenvlak zal de druk $(\partial p/\partial r)\mathrm{d}r$ grooter zijn dan op het ondervlak. De vertragende kracht $(\partial p/\partial r) \cdot \mathrm{d}r \cdot \mathrm{d}O$ werkt op de massa $\varrho \cdot \mathrm{d}r \cdot \mathrm{d}O$ (waarin ϱ de dichtheid van de lucht voorstelt), zoodat

$$-\frac{\partial p}{\partial r} \cdot \mathrm{d}r \cdot \mathrm{d}O = \varrho \cdot \mathrm{d}r \cdot \mathrm{d}O \cdot \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t},$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\,\varrho\,\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Om een oplossing van de vergelijkingen (3) en (4) te vinden, kan men met voordeel een hulpgrootheid Ψ invoeren door middel van de betrekkingen:

$$p = \varrho\,\frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$v = -\,\frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Hiermede is het probleem teruggebracht tot het bepalen van een enkele functie Ψ.

Uit (5) volgt direct

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \varrho\,\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r\,\partial t}$$

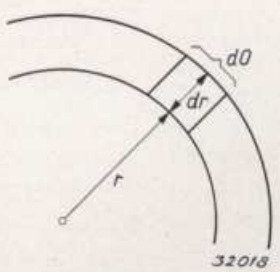


Fig. 2. Het volume-element, dat voor de afleiding van verg. (4) beschouwd wordt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

en uit (6)

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r\, \partial t},$$

zoodat bij een willekeurige functie Ψ aan verg. (4) is voldaan.

Uit verg. (3) kan men echter een nadere voorwaarde voor Ψ afleiden. Door invullen van (5) en (6) in (3) vindt men de differentiaalvergelijking:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(r\,\Psi) = \frac{\gamma B}{\varrho}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\,\Psi).$$

Dit is de bekende golfvergelijking voor de grootheid $r\,\Psi$. De algemeene oplossing hiervan is:

$$\Psi = \frac{1}{r}\left[F\left(r - \sqrt{\gamma B/\varrho}\,t\right) + G\left(r + \sqrt{\gamma B/\varrho}\,t\right)\right], \quad (7)$$

waarbij F en G willekeurige functies zijn.

Uit het feit, dat de tijd in de eerste term van verg. (7) slechts in de combinatie $(r - \sqrt{\gamma B/\varrho}\,t)$ optreedt, blijkt duidelijk het karakter van deze term als een naar buiten gerichte golf van overigens willekeurige vorm en sterkte. Immers deze combinatie blijft dezelfde waarde behouden, wanneer r toeneemt met de snelheid

$$c = \sqrt{\gamma B/\varrho} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Dit is dus de voortplantingssnelheid van de loopende golf.

Als voorbeeld zal het geval van een naar buiten gerichte zuiver sinusvormige golf nader worden uitgewerkt. In dit geval hebben we alleen met F te maken en deze F moet een harmonische functie van $r-ct$ zijn, zoodat Ψ bijv. in de vorm

$$\Psi = \frac{A}{r}\sin\frac{\omega}{c}(ct - r) = \frac{A}{r}\sin(\omega t - kr) \quad (9)$$

geschreven kan worden, waarin A een willekeurige constante is en $k = \omega/c$. Feitelijk is k het aantal golven op een lengte 2π.

Met behulp van (5) en (6) kan men uit de door verg. (9) gegeven grootheid Ψ druk en snelheid in de geluidsgolf afleiden. Men verkrijgt dan:

$$p = \varrho\frac{A}{r}\omega\cos(\omega t - kr) \quad \ldots \quad (10)$$

$$v = k\frac{A}{r}\left[\cos(\omega t - kr) + \frac{1}{kr}\sin(\omega t - kr)\right]. \quad (11)$$

De hierdoor beschreven bolgolf kan worden opgewekt met behulp van de genoemde pulseerende ballon. De snelheid v van het pulseerende oppervlak vindt men door in verg. (11) voor r de straal R van de ballon in te vullen. Op dezelfde wijze levert verg. (10) de druk op het ballonoppervlak en daarmede de reactiekracht $4\pi R^2 \cdot p(R)$ van het geluidsveld op de straler.

Wij zien uit de vergelijkingen, dat snelheid en reactiekracht met elkaar evenredig zijn en een zekere faseverschuiving hebben ten opzichte van elkaar. Het verband tusschen kracht en snelheid komt dus in wezen overeen met het verband tusschen spanning en stroom in electrische schakelingen en het ligt dan ook voor de hand om de verhouding van de kracht tot de snelheid in analogie met de verhouding van spanning en stroom mathematisch voor te stellen door een complexe impedantie van de straler. Deze impedantie Z kan worden berekend door kracht en snelheid aan het boloppervlak (die men hiertoe beiden met de complexe vorm $e^{j(\omega t - kr)}$ moet schrijven) op elkaar te deelen. Men vindt:

$$\frac{1}{Z} = \frac{v(R)}{4\pi R^2 p(R)} = \frac{1}{4\pi R^2}\left(\frac{1}{\varrho c} + \frac{1}{j\,\omega\,\varrho\,R}\right). \quad (12)$$

Behalve de impedantie van een straler interesseert ons in de eerste plaats het afgegeven vermogen. Dit kan worden berekend als het product van de snelheid van het boloppervlak en de reactiekracht, of — evenals in de electrotechniek — als het kwadraat van de maximale snelheid, vermenigvuldigd met het reëele gedeelte van de impedantie. Het feit, dat de impedantie ook een imaginaire component bezit, beteekent, dat behalve het uitgestraalde vermogen ook een wattloos vermogen optreedt, dus een energie, die periodiek heen en weer gaat tusschen de straler en het geluidsveld.

Teneinde de physische beteekenis van het werkelijke en het „wattlooze" vermogen in het geluidsveld te doorgronden en bovendien een overzicht te verkrijgen van het gedrag van de straler bij verschillende frequenties en bij andere dan sinusvormige bewegingen, zal een mechanisch model ingevoerd worden, dat dezelfde impedantie bezit als in form. (12) voor de reactie van de lucht werd aangegeven (*fig. 3*). Dit model bestaat uit een massa M, die in het punt A aangedreven wordt via een mechanische weerstand. Hiervoor is als

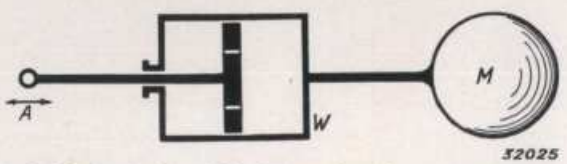


Fig. 3. Mechanisch model, bestaande uit een massa en een wrijvingsweerstand, dat op het aandrijvende punt bij een beweging dezelfde reactie uitoefent als een samendrukbaar medium (lucht) op de wand van een pulseerende ballon. De in de weerstand gedissipeerde energie beantwoordt aan de energie, die in de vorm van geluid wordt uitgestraald. De kinetische energie van de massa is analoog aan de (wattlooze) energie, die in de strooming van de lucht wordt geïnvesteerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

model gekozen een oliecylinder met een geperforeerde zuiger, die ten opzichte van de cylinder kan worden bewogen en hierbij tengevolge van de viscositeit van de olie een weerstand ondervindt evenredig met zijn snelheid. Door deze wrijvingsweerstand wordt een kracht K op de massa overgebracht, evenredig met het snelheidsverschil tusschen zuiger en cylinder, of, wat hetzelfde is, tusschen het aandrijvende punt A en de massa M. Heeft het aandrijvende punt de snelheid v_0 en de massa de snelheid v_2, dan is de relatieve snelheid van zuiger en cylinder $v_1 = v_0 - v_2$, en wordt door de mechanische weerstand dus een kracht overgebracht:

$$K = W v_1,$$

waarbij W de evenredigheidsfactor tusschen snelheid en wrijvingskracht is. Deze kracht levert de versnelling van de massa:

$$K = M \frac{\mathrm{d}v_2}{\mathrm{d}t} .$$

De mechanische impedantie is weer gedefinieerd als de complexe verhouding van de kracht K en de snelheid v_0 van het aandrijvende punt A, voor sinusvormige bewegingen:

$$\frac{1}{Z} = \frac{v_0}{K} = \frac{v_1 + v_2}{K} = \frac{1}{W} + \frac{1}{j\omega M} . \quad (13)$$

Het blijkt, dat deze uitdrukking dezelfde vorm bezit als form. (12) en zelfs identiek dezelfde wordt zoodra men stelt:

$$\left.\begin{aligned} W &= 4\pi R^2 \cdot \varrho c \\ M &= 4\pi R^3 \cdot \varrho \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

De gevonden waarden voor W en M zijn onafhankelijk van de frequentie. Dit beteekent, dat de reactie van het model bij willekeurige frequenties van de kracht aan het punt A dezelfde is als de reactie van de lucht op de ballon, dus ook bij een kracht, die uit een aantal componenten met verschillende frequenties is samengesteld, m.a.w. bij een niet-sinusvormig verloop van de aandrijvende kracht.

In het model zien wij twee elementen, die de in het aandrijvende punt A toegevoerde energie kunnen opnemen: de massa M, die deze in de vorm van kinetische energie tijdelijk kan bewaren, en de weerstand W, die een deel van de energie dissipeert [1]). In welke vorm kunnen wij deze energie nu terugvinden in de lucht rondom de straler? Daartoe zal thans aan de hand van het gevonden model de luchtbeweging nog eens nader worden beschouwd, waarbij er gebruik van gemaakt zal worden, dat het model ook geldt voor andere dan sinusvormige bewegingen.

Toepassing van het model

Stationnaire beweging

Wanneer in het model de massa M en het aandrijvende punt A met dezelfde constante snelheid bewegen, is de mechanische weerstand W blijkbaar niet werkzaam en wordt ook geen kracht overgebracht op de massa. In de werkelijkheid komt dit overeen met een stationnaire strooming in de lucht om de ballon, waarbij dus in ieder punt de snelheid constant, d.i. onafhankelijk van de tijd is. Dan zal ook de druk overal constant zijn en wel gelijk aan de barometerdruk B, en door iedere bolschil met straal r zal dezelfde hoeveelheid lucht moeten vloeien, dus $v = v_0 R^2/r^2$, waarin v_0 de snelheid ter plaatse R is. Een volume-element $\mathrm{d}V$ zal dan een kinetische energie bezitten: $\mathrm{d}T = {}^1/_2 \varrho \cdot \mathrm{d}V \cdot v^2$, zoodat de totale kinetische energie van de luchtstrooming door integratie over de ruimte berekend wordt op:

$$T = \int_R^\infty {}^1/_2 \varrho \cdot v_0^2 \frac{R^4}{r^4} \cdot 4\pi r^2 \,\mathrm{d}r = {}^1/_2 \, 4\pi R^3 \varrho v_0^2 .$$

Blijkbaar is dit dezelfde uitdrukking, die ook voor de kinetische energie van de massa in het model gevonden wordt, wanneer deze zich met de snelheid v_0 beweegt. Deze massa vertegenwoordigt dus de traagheid van de luchtstrooming in de lucht om de ballon.

Eenparig versnelde beweging

Wordt aan het punt A in het model een eenparig versnelde beweging gegeven, dan zal ook de massa M eenparig versneld worden, en de daartoe vereischte constante kracht $K = M \cdot \mathrm{d}v_2/\mathrm{d}t$ zal door de weerstand W moeten worden geleverd. De relatieve snelheid v_1 van de zuiger ten opzichte van de cylinder zal dan constant zijn, nl.

$$v_1 = \frac{M}{W} \frac{\mathrm{d}v_2}{\mathrm{d}t} ,$$

zoodat ook de versnelling van M en A dezelfde

---

[1]) Hier moge er op gewezen worden, dat bij de gebruikelijke wijze van voorstellen de impedantie Z gesplitst wordt in $Z = W' + j\omega M'$, waarbij W' en M' als „stralingsweerstand" en „meetrillende massa" van de lucht geïnterpreteerd worden. Inderdaad kan men een weerstand W' en een massa M' zoodanig kiezen, dat het geheele systeem bij aandrijving met een bepaalde frequentie de impedantie Z vertoont. De grootheden W' en M' hangen daarbij echter sterk van de frequentie af! Dit „model" is derhalve voor het verkrijgen van een aanschouwelijk beeld van de straling minder geschikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

waarde dv_2/dt zal bezitten, die wij in het volgende a zullen noemen.

Het opmerkelijke hierbij is, dat de snelheid van het aandrijvende punt, zoolang als de beweging eenparig versneld is, een constant bedrag v_1 grooter is dan de snelheid van de massa M en de vergrooting van de kinetische energie van M steeds gepaard moet gaan met een verlies aan energie in de weerstand, dat per tijdseenheid bedraagt:

$$K \cdot v_1 = W \cdot v_1^2 = \frac{M^2}{W} a^2 = 4 \pi R^4 \frac{\varrho}{c} a^2 .$$

Waarmee komt dit nu in de werkelijkheid overeen? Wij kunnen een eenparig versnelde beweging van de lucht ter plaatse van het boloppervlak met straal R realiseeren door aan het boloppervlak een geschikte versnelling te geven. De omringende lucht zal dan eveneens versneld worden en de totale kinetische energie van deze lucht wordt evenals bij de stationnaire strooming juist gelijk aan $^1/_2 M v_2^2$. Maar wat moeten wij ons voorstellen bij het „wrijvingsverlies" $W v_1^2$? Wij hebben de lucht behandeld als een medium zonder wrijving, dat dus voldoet aan de wet van het behoud van arbeidsvermogen, en het is zeer eigenaardig, dat het gedrag van dit medium kan worden beschreven door middel van een model, waarin energieverliezen optreden.

De verklaring van deze schijnbare tegenspraak is gelegen in het feit, dat het geluidsveld oneindige afmetingen bezit. Het blijkt nl. dat de energie in het geluidsveld op twee verschillende wijzen kan worden opgenomen. Een gedeelte van de energie blijft in de vorm van kinetische energie in de nabijheid van de straler geconcentreerd. Dit gedeelte van het geluidsveld blijft in aanraking met de straler, en de energie, die het opneemt, is als een wattloos vermogen te beschouwen, omdat het geluidsveld in staat is, deze energie terug te geven, indien de luchtstroom door de bol niet meer versneld, maar vertraagd wordt. Hiermee stemt overeen, dat deze kinetische energie in het geval van de stationnaire strooming overeen bleek te komen met de energie van de massa M in het model, die eveneens een wattloos vermogen opneemt. Een ander gedeelte van de energie zal echter met de opgewekte geluidsgolf naar het oneindige wegloopen. Deze energie zal nooit aan de straler teruggegeven worden en kan derhalve, wat de reactie op de straler betreft, als vernietigd worden beschouwd, ook al blijft zij voor altijd in het oneindige geluidsveld aanwezig.

Om aan te toonen, dat de geluidsgolf inderdaad energie afvoert, willen we uit verg. (7) druk en snelheid in het geluidsveld berekenen, voor het geval van een naar buiten gerichte golf van willekeurige vorm, waar dus $G = 0$ is. Men vindt dan met behulp van de verg. (5), (6) en (8):

$$p = -\frac{\varrho c}{r} \frac{\partial F}{\partial r}, \quad \ldots \ldots \quad (15)$$

$$v = -\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{1}{r^2} F. \quad \ldots \ldots \quad (16)$$

Hieruit berekent men voor het afgevoerde vermogen door een bolschil met straal r:

$$N = 4 \pi r^2 p \cdot v = 4 \pi \varrho c \left[\left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{r} F \frac{\partial F}{\partial r} \right]. \quad (17)$$

De grootheden F en $\partial F/\partial r$ hebben op alle afstanden r van de geluidsbron hetzelfde verloop als functie van de tijd, alleen met een constante verschuiving. Hieruit volgt, dat de eerste term van verg. (17) een energiestroom voorstelt, die met onveranderde sterkte naar het oneindige loopt. De tweede term is een bijkomstige energiestroom, die op groote afstanden uitsterft, hetgeen beteekent, dat de bijbehoorende energie in de nabijheid van de straler in het medium achterblijft.

Het is leerzaam de twee deelen van het geluidsveld aan de hand van een zeer eenvoudige golftrein te beschouwen, zooals deze ontstaat, wanneer de eenparige versnelling van de lucht ter plaatse R een bepaalde tijd τ wordt voortgezet en daarna het systeem aan zichzelf wordt overgelaten. *Fig. 4* geeft de snelheidsverdeeling in de geluidsgolf op een aantal verschillende tijdstippen. De snelheid v kan worden opgevat als som van twee snelheden $v_1 + v_2$, die bij de bespreking van het mechanische model werden ingevoerd; de snelheid v_2 is de snelheid van de „massa" M; deze is ter plaatse R tijdens de versnellingsperiode gelijk $a \cdot t$ en blijft na afloop van de versnellingsperiode gelijk aan $a \cdot \tau$. De snelheid v_1 is de extra snelheid, die de lucht ter plaatse R moet hebben, om de overdruk te veroorzaken, welke noodig is om de lucht te versnellen. Deze extra snelheid is dus van het tijdstip $t = 0$ af aanwezig en verdwijnt op het oogenblik, dat de versnelling ophoudt. In het model werd de versnelling veroorzaakt door de wrijvingskracht $W v_1 = Ma$; de extra snelheid is dus $v_1 = Ma/W$.

Het model geeft alleen uitsluitsel over de druk en de snelheid aan het boloppervlak $r = R$. De verdeeling van de snelheid in de ruimte is in fig. 4 schetsmatig geteekend aan de hand van de overweging, dat de golf, die bij de versnelling ontstaat, bij haar uitbreiding in amplitude afneemt met $1/r$,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

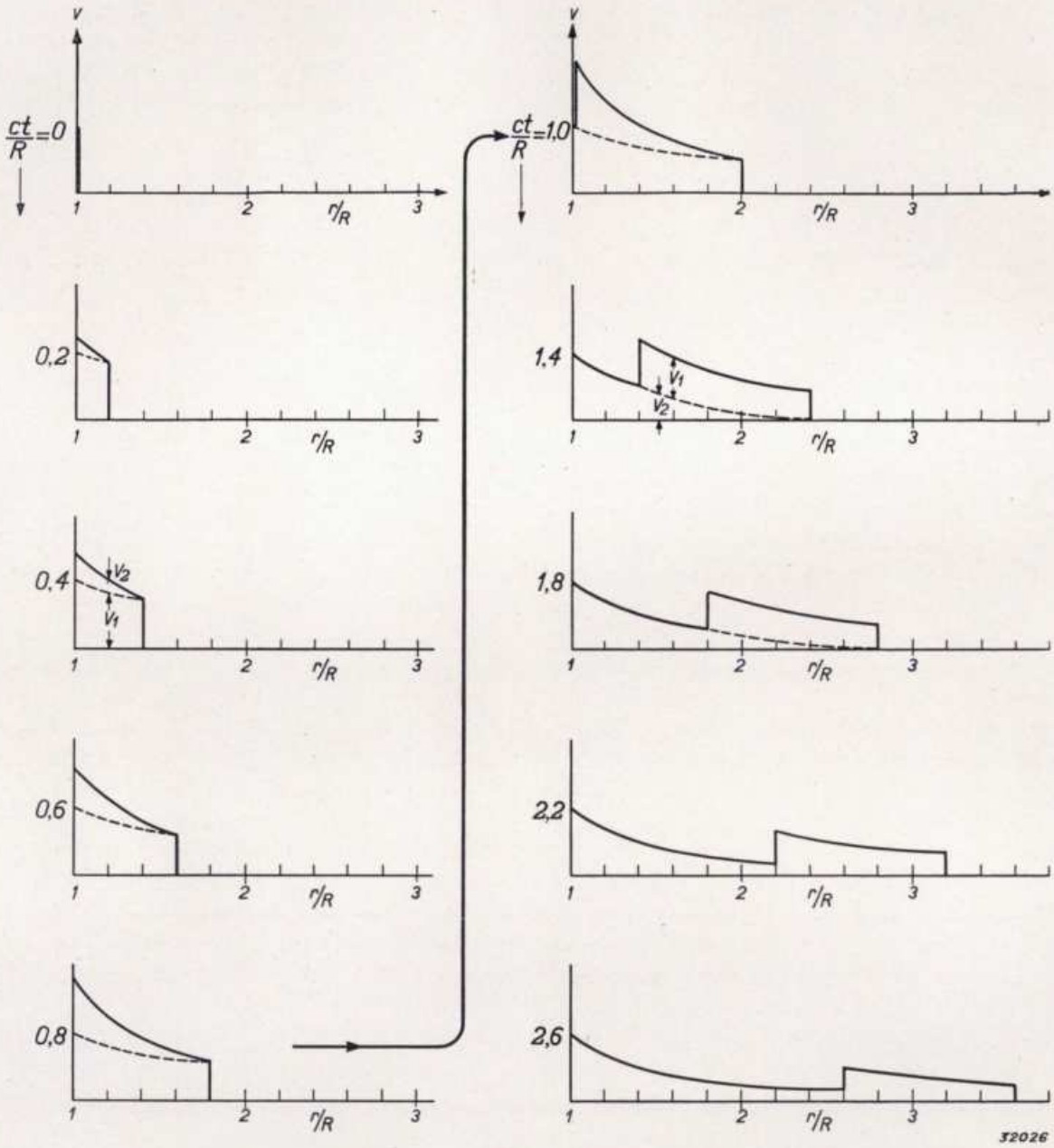


Fig. 4. Momentopnamen in een aantal opeenvolgende tijdstippen, van de snelheidsverdeeling v (r) in een medium bij het ontstaan van een geluidsgolf. Als eenheid van de afstand r is de straal R van de ballon gekozen, als eenheid van de tijd die tijd, waarin de golf de afstand $r = R$ aflegt. Ondersteld is, dat aan de ballonwand een versnelling $a = 1$ gegeven wordt gedurende de tijd $\tau = R/c$. Dit beteekent, dat gedurende deze tijd de ballonwand een snelheid v_1 (R) heeft, die de compressie en daarmee de drukverhooging in de lucht teweegbrengt. Door de versnelling wordt een luchtstrooming met de snelheid v_2 opgebouwd. De totale snelheid v is samengesteld uit v_1 (in linker gedeelte gestippelde krommen) en v_2 (boven gestippelde kromme uitgezet). De snelheidsverdeeling v_2 (r) op het oogenblik τ blijft na stopzetten van de versnelling (verdwijnen van v_1 (R)) bestaan, het gebied echter met verhoogde druk, waarin de extra snelheid v_1 (r) aanwezig is, loopt nu, als geluidsgolf, naar het oneindige weg.

terwijl de snelheid van de stationnaire strooming, die op de golf volgt, met $1/r^2$ afneemt.

De uitbreiding van een bolvormige golf wordt goed geïllustreerd, door hetgeen zich bij een explosie afspeelt. De compressie, die hier ontstaat door het plotseling vrijkomen van een hoeveelheid gas, geeft aanleiding tot een drukgolf, die wij als knal kennen. Deze overdruk blijft echter slechts gehandhaafd, zoolang de verbranding in toenemende mate gas ontwikkelt. Is de gas-ontwikkeling maximaal, dan zal de druk weer normaal zijn, doch zullen groote snelheden om de explosiehaard naar buiten aanwezig zijn. Bij afnemende gas-ontwikkeling ontstaat door de traagheid van het omringende gas een onderdruk. Deze loopt nu als het ware als een negatieve golf achter de eerste positieve golf aan, om het medium weer tot rust te brengen. Ons oor kan meestal deze tweede golf niet gescheiden waarnemen, daar zij te vlug op de eerste volgt. Haar aanwezigheid wordt echter aangetoond door het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

bekende feit, dat de ruiten, die in de huizen rondom de explosiehaard worden vernield, niet in de kamers, doch naar buiten op straat vallen. De eerste golf drukt de ruiten stuk, de tweede negatieve golf sleurt de scherven naar buiten. Aan het model kan men zich deze opeenvolging van positieve en negatieve kracht, die op de massa M werkt, bij een snelle verplaatsing van punt A goed voorstellen.

Sinusvormige bewegingen met verschillende frequenties

Beschouwen wij thans een sinusvormige beweging van het aandrijvende punt A van het model. Bij lage frequentie zullen de traagheidskrachten van de massa M klein zijn, zoodat reeds kleine relatieve bewegingen van zuiger en cylinder voldoende zijn om deze krachten te leveren en het energieverlies in de cylinder klein is. Dit beteekent, dat de pulseerende ballon in dit geval een slechte straler is: de massa van de omringende lucht geeft te gemakkelijk mee dan dat een sterke geluidsgolf zou kunnen ontstaan. Bij zeer hooge frequenties daarentegen zal de massa M bijna niet meer meegeven: de beweging van het aandrijvende punt wordt vrijwel geheel door de weerstand opgenomen. Hier zal de ballon dus niet alleen goed stralen, doch ook zal bij gegeven snelheidsamplitude van het bolopperylak de afgegeven energie onafhankelijk van de frequentie worden. Ook de invloed van de grootte van de stralende ballon is in deze kwalitatieve beschouwing te overzien: volgens form. (14) zal bij een groote ballon de verhouding van de massa M tot de weerstand W grooter worden. De straling wordt dus gunstiger. Bij een zeer groote straal van de ballon, waar dus practisch vlakke golven ontstaan, blijft tenslotte de zeer groote massa M geheel in rust, de stralingsimpedantie wordt een zuivere weerstand, die per oppervlakte-eenheid de waarde ϱc heeft, d.i. de zg. golfweerstand van het medium.

Voor frequenties, die tusschen de beide uitersten inliggen, moet de formule (12) voor de impedantie te hulp genomen worden. Het reëele deel, dat het uitgestraalde vermogen bepaalt bij gegeven snelheid v_0 van de ballonwand, wordt:

$$Z_r = 4\,\pi\,R^2\,\varrho c\,\frac{(kR)^2}{1+(kR)^2}\,.$$

Het imaginaire deel, dat het „wattlooze" vermogen bepaalt, is

$$Z_i = 4\,\pi\,R^2\,\varrho c\,\frac{(kR)}{1+(kR)^2}\,.$$

De frequentie komt alleen voor in de vorm $kR = \frac{\omega}{c}\cdot R = \frac{2\,\pi\,R}{\lambda}$, dwz. de stralingseigenschappen hangen alleen van de verhouding tusschen de omtrek en de golflengte af [2]).

In *fig. 5* zijn Z_r en Z_i als functie van (kR) geteekend. Men ziet, dat bij lage frequenties Z_i overheerscht, zoodat de impedantie in hoofdzaak het karakter van een massa bezit, terwijl bij hooge frequenties Z_r gaat overheerschen.

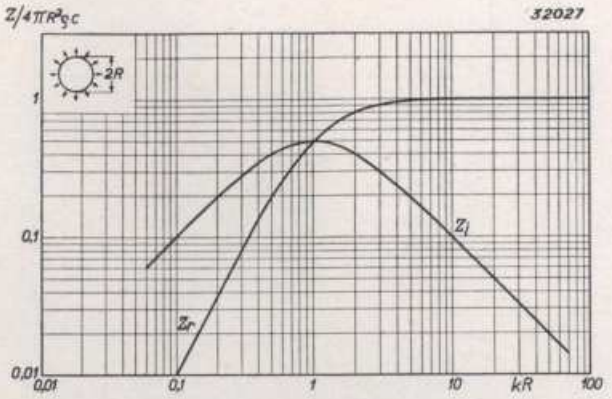


Fig. 5. Reëel gedeelte Z_r en imaginair gedeelte Z_i van de mechanische impedantie van de lucht in het geval van een pulseerende ballon, als functie van kR. Bij een bepaalde grootte van de ballon stelt dus de abscis een frequentieschaal voor; men kan zich echter ook voorstellen, dat voor een bepaalde frequentie de straal R van de ballon op de abscis is uitgezet.

Beschouwen we speciaal Z_r, het afgegeven acoustisch vermogen, dan constateeren we, dat dit bij hooge frequenties $(k\,R > \pi)$ onafhankelijk van de frequentie is, bij lagere echter met het kwadraat van de frequentie daalt. Om dus bij lage frequenties nog een behoorlijke geluidsstraling te verkrijgen, zal men $k\,R$ groot moeten maken, dwz. een ballon met groote straal moeten nemen.

Practische beteekenis van de pulseerende ballon

We hebben ons tot nu toe uitsluitend bezig gehouden met de pulseerende ballon. Een dergelijke zg. straler van de nulde orde, waarvan alle punten van het oppervlak in fase bewegen, dwz. gelijktijdig naar buiten en naar binnen gaan, is technisch nauwelijks te verwezenlijken. Aangezien echter bij de ballon de snelheid overal radiaal gericht is, verandert er niets, indien de ruimte door een vaste wand door het middelpunt van de ballon in twee deelen gesplitst wordt (*fig. 6a*), en daar dan de beide halve ruimten geheel onafhankelijk van elkaar zijn, zal ook in elke halve ruimte alles onveranderd blijven, wanneer we nu de fase van de beweging van de eene ballonhelft omkeeren (fig. 6*b*). Het beeld begint nu eenigszins te lijken op een luidsprekermembraan, geplaatst in een oneindig groote schermplaat. Feitelijk zou de bol vervangen moeten worden door de bij luidsprekers gebruikelijke

[2]) Dit feit is in dit tijdschrift ook naar voren gekomen bij de behandeling van het richteffect van luidsprekers, zie J. de Boer, Philips techn. T. **3**, 225, 1938 en **4**, 144, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

conus. Voor deze zijn echter de berekeningen niet exact door te voeren. Wèl is dit mogelijk voor het geval van een vlakke schijf, die in de opening van de schermplaat heen en weer beweegt, fig. 6c.

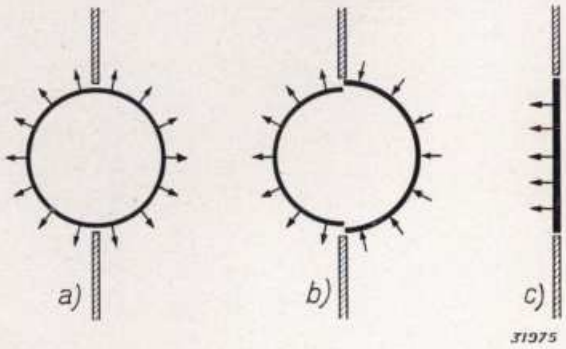


Fig. 6. De pulseerende ballon is een idealiseering van een luidspreker in een schermplaat.
a) Door een schermplaat wordt de ruimte om de ballon in twee helften verdeeld.
b) In elke helft van de ruimte komt geen essentieele verandering, wanneer de fase van de beweging van de eene ballonhelft omgekeerd wordt.
c) Vervangt men nu de bolle begrenzing van de straler door een vlakke, dan komt men tot het door Rayleigh behandelde geval van een trillende vlakke schijf in een schermplaat.

De hiervoor door Rayleigh berekende stralingsimpedanties zijn in *fig. 7* weergegeven. We zien hier in het verloop der impedanties oscillaties optreden, die te wijten zijn aan het feit, dat het geluidsveld niet meer bolsymmetrisch zijn kan en bij bepaalde golflengten interferenties optreden. Behoudens deze afwijkingen is echter het algemeene verloop der impedanties voor de pulseerende ballon en de vlakke schijf in de schermplaat hetzelfde, en dit geeft het vertrouwen, dat ook voor andere vormen van stralers van de nulde orde (bijv. een conus in een schermplaat) het karakter der stralingsimpedanties analoog zal zijn.

De oscilleerende bol

De pulseerende ballon is volgens het bovenstaande op te vatten als idealiseering van een luidsprekermembraan in een zeer groote schermplaat. Hoe moeten we nu een luidspreker voorstellen zonder schermplaat? In dat geval is het zeer essentieel, dat de luidsprekermembraan als één geheel heen en weer beweegt en dat dus faseverschillen in de beweging in de hierboven beschouwde twee halve ruimten optreden. Wanneer we de membraan weer idealiseeren tot een bol, moeten we deze als één geheel heen en weer laten oscilleeren, zie *fig. 8*. Men noemt dit ook wel een straler van de eerste orde.

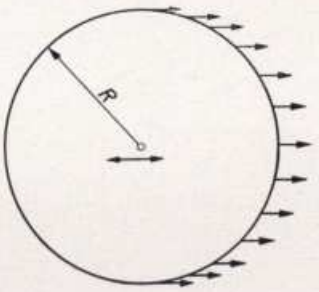


Fig. 8. Oscilleerende bol. Alle punten van het boloppervlak hebben een onderling evenwijdige gelijke snelheid. De luchtsnelheid moet op elk punt van het boloppervlok een normale component hebben gelijk aan de normale component daar ter plaatse van de bolsnelheid.

Het verschil tusschen de luchtbeweging bij deze oscilleerende bol en bij de pulseerende ballon ligt daarin, dat bij de laatstgenoemde alleen een radiale strooming optrad, bij de eerstgenoemde echter naast de radiale ook een tangentieele strooming mogelijk is. Bij een tangentieele beweging langs de bol vindt nu de versnelling van de lucht niet door middel van een geluidsgolf plaats, maar door een ander trillingsverschijnsel. Stellen we ons voor, dat om de vastgehouden bol een zuiver tangentieele strooming plaats vindt tusschen de bolwand en een denkbeeldige, iets grootere bolschil, *fig. 9*. Er zal dan bijv. links een compressie, rechts een verdunning van de lucht optreden; de strooming wordt hierdoor geremd en loopt daarna door de ontstane drukverschillen weer in omgekeerde richting. Deze slingeringen van de lucht zijn geheel analoog aan die in een aan beide zijden gesloten orgelpijp met de lengte πR en hebben de frequentie

$$\omega = \frac{c}{R} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (18)$$

Wanneer we nu weer naar de reactie van de in beweging gebrachte lucht op de straler vragen, en hiervoor evenals bij de pulseerende ballon een mechanisch model willen ontwerpen, moeten we eerst de radiale en de tangentieele strooming ieder afzonderlijk beschouwen.

Voor de radiale strooming kunnen we hetzelfde

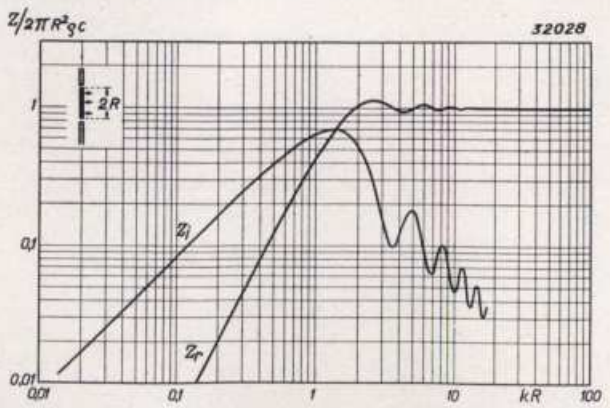


Fig. 7. Reëel en imaginair gedeelte van de impedantie van de lucht bij aandrijving door de trillende schijf in fig. 6c. als functie van kR.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

model als in fig. 3 gebruiken. Daartoe moeten we voor de radiale snelheid van elk punt van de bolwand de ontbondene van de bolsnelheid nemen,

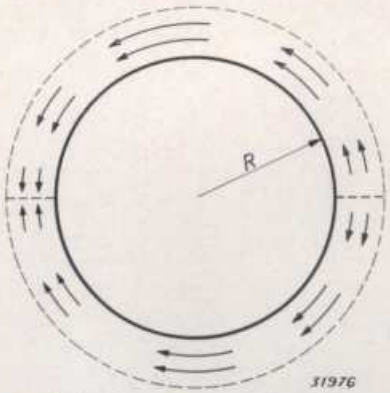


Fig. 9. Tangentieele beweging van de lucht om de oscilleerende bol. De lucht kan langs de omtrek een slingering uitvoeren, op dezelfde wijze als in een gesloten orgelpijp van de lengte πR.

dan in elk punt de druk berekenen, die op een pulseerende ballon zou optreden bij deze radiale snelheid, en door integratie over het geheele boloppervlak de totale kracht vinden. In het model (*fig. 10a*) komt dit hiermee overeen, dat we aan de massa M_1 en de weerstand W_1 een kleinere waarde moeten geven dan bij de pulseerende ballon, nl.

$$\left.\begin{aligned} M_1 &= {}^4/_3\,\pi\,R^3\,\varrho \\ W_1 &= {}^4/_3\,\pi\,R^2\,\varrho\,c \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

De tangentieele strooming wordt voorgesteld door een mechanisch model, dat ongedempte slingeringen kan uitvoeren, dus een samenstel van een veer en een massa, zie fig. 10*b*. De verhouding van de stijfheid S_2 van de veer en de massa M_2 is bepaald door

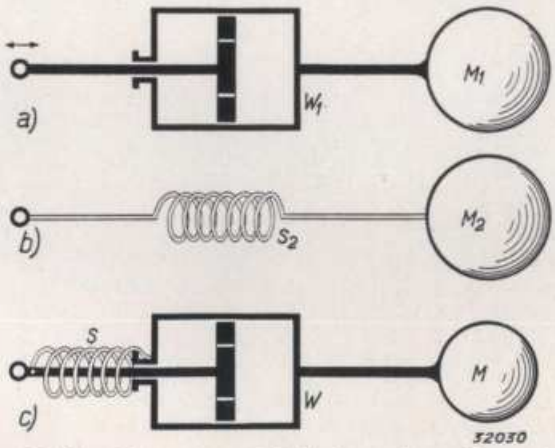


Fig. 10. Voor de reactie van de lucht op de oscilleerende bol kan een mechanisch model worden gebruikt, dat uit twee gedeelten is samengesteld.
a) Model voor de radiale luchtbeweging (als fig. 3).
b) Model voor de tangentieele luchtbeweging;
c) Koppeling van de modellen a) en b). Zoowel de krachten als de massa's worden „parallel geschakeld".

$$\sqrt{\frac{S_2}{M_2}} = \omega,$$

waarbij ω door (18) voorgeschreven wordt.

Door combinatie van de beide modellen in fig. 10*a* en *b* komt men tot het model in fig. 10*c*. Dat de twee gedeelten op de hierin weergegeven wijze gekoppeld moeten worden, is als volgt in te zien. De druk is een scalaire grootheid, dwz. onafhankelijk ervan, of hij ontstaan is door compressie in radiale of in tangentieele richting, zal hij in beide richtingen even goed versnellend werken. De weerstand en de veer moeten dus zoodanig gekoppeld zijn, dat de som van hun krachten op beide massa's M_1 en M_2 versnellend werken. De beide massa's tezamen echter zijn te vervangen door een kleinere M: $1/M = 1/M_1 + 1/M_2$, omdat zij „parallel" te schakelen zijn. Immers de expansie van de lucht is de som van de expansies in radiale en tangentieele richting, de versnelling van de resulteerende massa in het model moet dus bij eenzelfde kracht grooter gemaakt, dus de massa kleiner gekozen worden.

De reactie van het model in fig. 10*c* op het aandrijvend punt is weer eenvoudig uit de bewegingsvergelijkingen af te leiden:

$$M \cdot \frac{\mathrm{d}v_2}{\mathrm{d}t} = K = W\,v_1 + S \int v_1\,\mathrm{d}t$$

en

$$v_0 = v_1 + v_2.$$

Bij sinusvormige beweging volgt de impedantie Z uit:

$$\frac{1}{Z} = \frac{v_0}{K} = \frac{1}{W + \dfrac{S}{j\omega}} + \frac{1}{j\omega M} \quad . \quad . \quad (20)$$

Kiest men nu $M_2 = M_1$, zoodat in het volledige model

$$\left.\begin{aligned} M &= {}^2/_3\,\pi\,R^3\,\varrho\ , \\ W &= {}^4/_3\,\pi\,R^2\,\varrho\,c, \\ S &= {}^4/_3\,\pi\,R\,\varrho\,c^2, \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

dan blijkt de reactie van het model op het aandrijvingspunt kwantitatief dezelfde te zijn als die van de lucht op de oscilleerende bol [3]).

Trachten we nu weer uit het model een aanschouwelijk beeld van het gedrag van de straler te verkrijgen, dan valt in de eerste plaats op, dat dit model ook bij vastgehouden aandrijvend punt een (gedempte) trilling zal kunnen uitvoeren, waarbij de massa door de veer in beweging gehouden wordt.

[3]) Dit is op overeenkomstige wijze af te leiden als bij het model voor de pulseerende ballon. Kortheidshalve laten we de afleiding hier achterwege.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Bij beweging van het aandrijvend punt zal de veer zich echter ook buiten de „resonantiefrequentie" doen gevoelen door het opnemen van energie. Vooral bij lage frequenties zal dit merkbaar zijn, want de energie, die de veer opneemt, is bepaald door haar lengteverandering, de in de wrijvingsweerstand gedissipeerde energie echter door de snelheid. Bij lage frequenties zal dus de veer zonder groote dissipatie in de weerstand veel energie op kunnen nemen, dwz. bij lage frequenties zal de tangentieele strooming van de lucht om de oscilleerende bol de geluidsenergie, die bij lage frequenties toch reeds klein is, het sterkst benadeelen. Bij hooge frequenties daarentegen zal de veer in het gedrag van het model geen belangrijke wijziging brengen ten opzichte van het vroeger behandelde: er treden dan wegens de groote traagheidskrachten slechts kleine uitwijkingen van de massa op, de veer neemt bij deze kleine uitwijkingen weinig energie op, en wegens de groote snelheden wordt weer het meerendeel der energie in de weerstand gedissipeerd, dwz. als geluid uitgestraald.

Voor een nauwkeurig inzicht in de afhankelijkheid der straling van de frequentie kunnen we de impedantie (20) weer evenals hierboven splitsen in een reëel en een imaginair gedeelte, $Z = Z_r + j\,Z_i$. Wederom vindt men, dat in deze uitdrukkingen, die resp. het afgegeven acoustische vermogen en de wattlooze, in radiale en tangentieele luchtstrooming geïnvesteerde energie aangeven, de frequentie alleen in de vorm van het product $k\,R$ voorkomt. In *fig. 11* is het verloop van Z_r en Z_i als functie van $k\,R$ geteekend.

Waar het voor de practijk speciaal om het afgegeven acoustisch vermogen gaat, hebben we in *fig. 12* nog eens Z_r voor de pulseerende ballon

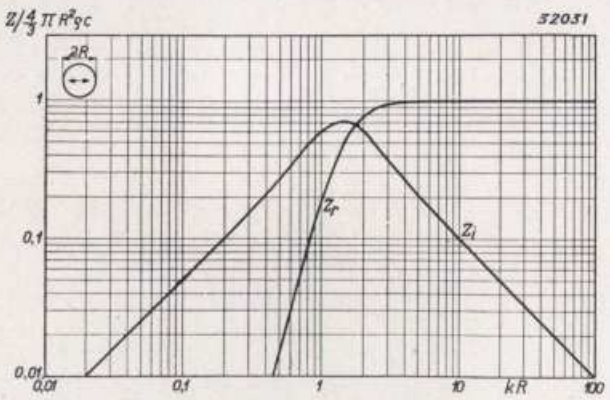


Fig. 11. Reële en imaginaire impedantie van de lucht bij aandrijving door een oscilleerende bol, als functie van kR.

(luidspreker met schermplaat) en de oscilleerende bol (luidspreker zonder schermplaat) bijeengebracht. De afmetingen van de beide stralers zijn zoodanig gekozen, dat beide bij hun beweging eenzelfde volume lucht verplaatsen. De oscilleerende bol moet hiervoor een $\sqrt{2}$ maal zoo groote straal hebben als de pulseerende ballon.

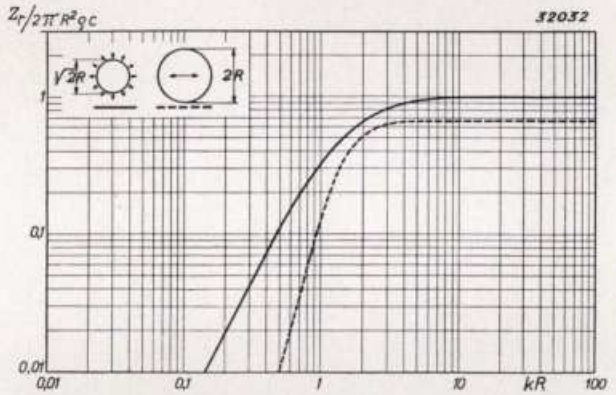


Fig. 12. Vergelijking van het verloop van Z_r, d.i. het afgegeven acoustisch vermogen, voor een pulseerende ballon (getrokken) en een oscilleerende bol (gestippeld) van zoodanige afmetingen, dat beide stralers bij hun beweging dezelfde hoeveelheid lucht verplaatsen.

Uit de figuur blijkt in de eerste plaats, dat het acoustisch vermogen bij de oscilleerende bol naar lage frequenties veel steiler daalt dan bij de pulseerende ballon (nl. met de vierde macht van de frequentie in plaats van het kwadraat). Voorts is de straling bij de oscilleerende bol doorgaans, en met name bij de hooge frequenties, kleiner dan bij de pulseerende ballon. Dit feit kan in het model verklaard worden door de kleinere en daardoor gemakkelijker meegevende massa, die bij het geval van de oscilleerende bol behoort (de massaverhouding is $\sqrt{2}/3 = 0{,}47$), en door de veer, die wederom een zekere wattlooze energie opneemt. Op het medium overgebracht kunnen we dit laatste zoo uitdrukken, dat het weglaten van de schermplaat bij een luidsprekerconus een achteruitgang van het acoustisch vermogen met zich meebrengt, doordat een tangentieele luchtbeweging tusschen vóór- en achterzijde van het membraan een gedeelte van de expansie van de gecomprimeerde lucht opneemt. Heel algemeen kan men zeggen, dat de straling nadeelig beïnvloed wordt, wanneer de lucht gelegenheid heeft, in andere richtingen dan loodrecht op het oppervlak uit te wijken. De pulseerende ballon is derhalve de gunstigste vorm van een geluidsstraler.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

POTENTIAALMETINGEN MET BEHULP VAN DE ELECTROLYTISCHE TROG

door G. HEPP.

537.213.08

Dompelt men een electrodensysteem in een geleidende vloeistof, dan zal de potentiaalverdeeling, die bij het aanleggen van een gegeven spanning optreedt in de ruimte tusschen de electroden, practisch ongewijzigd blijven. De potentiaalverdeeling in de vloeistof kan nu met behulp van een sonde gemeten worden. In dit artikel wordt een apparatuur beschreven, waarmee volgens dit principe met behulp van vergroote modellen potentiaalvelden gemeten en geteekend kunnen worden. Toepassingen worden besproken, waarbij in het bijzonder uiteengezet wordt, hoe men met deze apparatuur de electronenbanen in vacuumbuizen kan construeeren.

Reeds verscheidene malen zijn in dit tijdschrift teekeningen gereproduceerd, die het potentiaalverloop tusschen eenige electroden aangeven, terwijl er ook, zij het overigens zeer in het kort, is vermeld, dat deze „potentiogrammen" met behulp van een electrolytische trog kunnen worden gemaakt. In aansluiting hieraan heeft dit artikel ten doel een meer gedetailleerde beschrijving te geven van een dergelijke apparatuur en van de methoden, volgens welke hiermede kan worden gewerkt.

Om met de electrolytische trog het potentiaalverloop tusschen twee of meer electroden te bepalen, worden deze electroden — of evenredig vergroote modellen er van — gedompeld in een geleidende vloeistof. Brengt men daarna spanningen op de electroden, dan zal een willekeurig punt van de vloeistof een bepaalde potentiaal aannemen. De potentiaal zal afhangen van de plaats ten opzichte van de electroden, overigens echter onafhankelijk zijn van de aard van het diëlectricum, met name van zijn geleidingsvermogen en diëlectrische constante. Wil men deze potentiaal meten, dan brengt men in de vloeistof een metaaldraad, die overal, behalve aan de punt, door een glazen buisje is geïsoleerd. De potentiaal van deze sonde wordt nu vergeleken met die van het glijcontact van een afleesbare potentiometer. Het glijcontact wordt zoodanig ingesteld, dat het spanningsverschil verdwijnt, hetgeen met een gevoelig meetapparaat kan worden geconstateerd.

Heeft het te onderzoeken electrodensysteem een vlak van symmetrie, niet alleen wat de afmetingen van de electroden, maar ook wat hun potentialen betreft, dan is ook het potentiaalveld symmetrisch ten opzichte van dit vlak. Wegens de symmetrie zal er door dit vlak geen stroom van de eene helft van het systeem naar de andere overgaan. Er zal dus aan de stroomverdeeling niets veranderen, indien men in de symmetrische doorsnede een isoleerend vlak aanbrengt. Men kan dan de eene helft van het systeem weglaten, zonder aan de toestand van het overblijvende gedeelte iets te veranderen.

Van deze eigenschap wordt bij het werken met de electrolytische trog veelvuldig gebruik gemaakt. Heeft men bijv. een axiaalsymmetrisch systeem, dan is ieder vlak door de as een vlak van symmetrie. Plaatst men nu de electroden zoo, dat de as juist in het vloeistofoppervlak ligt, dan zal het potentiaalverloop in dit vlak hetzelfde zijn, als hetgeen men in een vlak door de as zou vinden, indien men het geheele model in de vloeistof had gebracht. Men behoeft nu echter de punt van de sonde niet meer tot op een bepaalde diepte in de vloeistof te brengen (waarbij de toevoerleiding eenige storing in het veld veroorzaakt), maar kan volstaan met de potentiaal aan het vloeistofoppervlak te meten. De helft van de electroden, die boven de vloeistof uit zou steken, wordt nu natuurlijk weggelaten. In *fig. 1* zijn twee dergelijke halve electrodensystemen weergegeven, welke betrekking hebben op de focusseerende electroden van kathodestraalbuizen.

Niet altijd echter heeft het fungeeren van niet-geleidende grensvlakken als symmetrievlakken van het potentiaalveld gunstige gevolgen, namelijk dan niet, wanneer zoo'n grensvlak in het oorspronkelijk electrodensyteem geen symmetrievlak is. Daar de potentiaaltrog begrensd is, moet men ook iedere wand en de bodem van de trog als een symmetrievlak van de potentialen beschouwen. In plaats van de potentiaalverdeeling van een systeem, dat zich alleen in een zeer groote ruimte bevindt, meet men dus feitelijk de potentiaal van een systeem, omgeven door vele soortgelijke systemen, die door herhaalde spiegeling aan de wanden ontstaan. Door een doelmatige opstelling der electroden en het zooveel mogelijk benutten van aanwezige symmetrieën, kan deze fout tot behoorlijk kleine proporties worden teruggebracht.

Daar bij het meten van de potentialen niets anders gebeurt, dan dat de spanningsverdeeling in de vloeistof vergeleken wordt met de spanningsverdeeling van de potentiometer, speelt de absolute waarde en het teeken van de spanning op de electroden geen rol. Met de potentiaal in een punt van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

vloeistof wordt in het volgende dan ook bedoeld de relatieve potentiaal, d.i. de verhouding van de spanning van de punt van de sonde tot de spanning van de electrode met de hoogste potentiaal, beide gerekend ten opzichte van de electrode met nulpotentiaal.

Om deze spanningsverhouding te meten, is het niet noodig, dat de spanning aan de electroden constant is. Men kan ook een wisselspanning toepassen en dit verdient zelfs de voorkeur, omdat de electrolyt bij een voldoend hooge frequentie van de wisselspanning niet wordt ontleed.

noodig is in het leidingwater nog andere stoffen in oplossing te brengen, daar het geleidingsvermogen ook zonder dat reeds groot genoeg is en een grooter geleidingsvermogen zelfs beslist ongewenscht zou zijn, omdat aan het oppervlak van de electroden, tengevolge van verontreinigingen of polarisatie, een overgangsweerstand optreedt, die een des te grootere rol gaat spelen, naarmate de weerstand van de vloeistof lager is.

Het leidingwater met zijn vrij groot geleidingsvermogen stelt dus hooge eischen aan het oppervlak van de electroden. Aan deze eischen kan echter

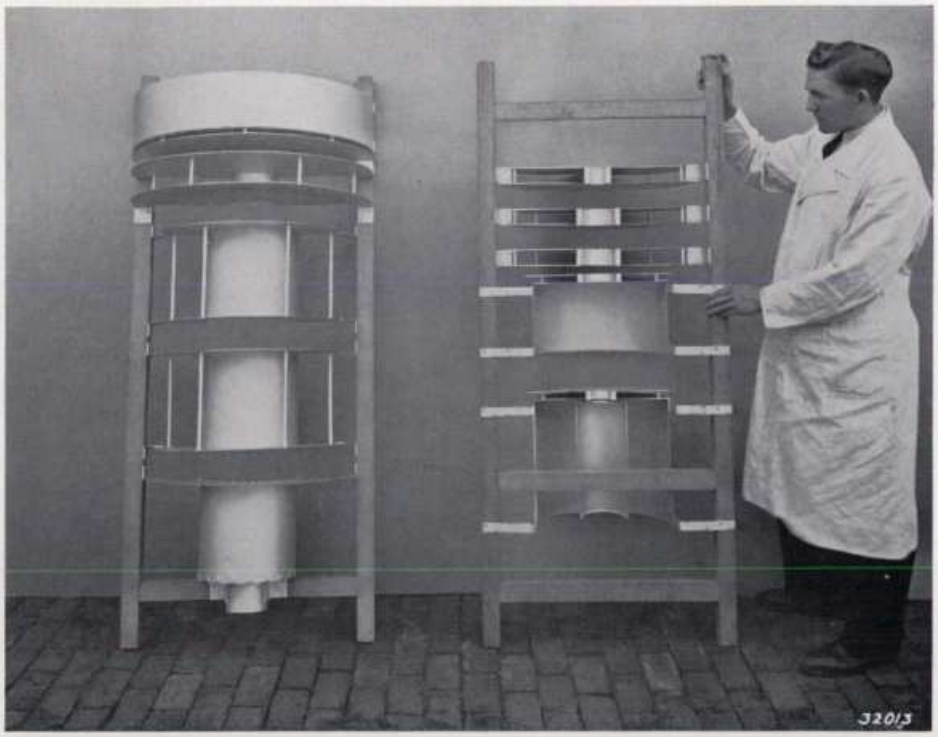


Fig. 1. Vergroote modellen van electrodensystemen voor kathodestraalbuizen, die gemaakt zijn voor het opnemen van potentiaalvelden met behulp van de electrolytische trog.

Electrolyt en electroden

Voor het verkrijgen van goede resultaten is het gewenscht de trog zoo groot mogelijk te maken. Immers dan worden de fouten, veroorzaakt door de afmetingen van de sondepunt, door het opstijgen van het vloeistofoppervlak aan sonde en electroden en door verontreinigingen en polarisatie aan het electrodeoppervlak kleiner, terwijl tevens de verkregen potentiogrammen grooter en daardoor nauwkeuriger worden.

Heeft de trog echter een groote inhoud, dan is het gewenscht bij het maken van de electrolyt uit te gaan van een vloeistof, die goedkoop is en steeds in voldoende mate voorhanden. Men zal dus geen gedistilleerd water gebruiken, maar gewoon leidingwater. Het blijkt nu, dat het niet goed worden voldaan door de electroden ruw te maken met behulp van een zandstraal, waardoor men behalve een intensieve reiniging ook een niet onbelangrijke vergrooting van het oppervlak en daarmee een verlaging van de overgangsweerstand verkrijgt.

Het materiaal, waaruit de electroden en de sonde zijn gemaakt, is koper. Natuurlijk moet men zorgen, dat niet tevens andere metalen met het water in aanraking komen.

Meetmethode

Zooals gezegd, wordt de potentiaal van de sonde gemeten door deze te vergelijken met die van het glijcontact van een potentiometer, waarvan de spanningsverhouding kan worden afgelezen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Potentiometer

Om deze spanningsverhouding met een voldoende nauwkeurigheid te kunnen instellen wordt gebruik gemaakt van de in *fig. 2* aangegeven

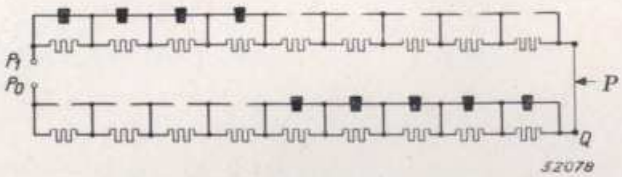


Fig. 2. Schakeling van de potentiometer. De potentiometer bestaat uit 19 vaste weerstanden, waarvan steeds 9 door stoppen zijn kortgesloten, en een weerstand met glijcontact P voor fijnregeling.

potentiometerschakeling. Deze bestaat uit 19 in serie geschakelde numeriek gelijke weerstanden, waarvan de negen eersten en de negen laatsten door stoppen kunnen worden kortgesloten, terwijl de middelste weerstand wordt gevormd door een draad, waarover zich een glijcontact kan bewegen. In de potentiometer bevinden zich steeds negen stoppen, zoodat in totaal 10 niet-kortgesloten weerstanden in serie staan.

Als P_0 de potentiaal heeft, welke als nulpotentiaal wordt beschouwd, dan is de spanningsverhouding gelijk aan de weerstandsverhouding P_0P/P_0P_1. De eerste decimaal hiervan is nu gelijk aan het aantal weerstanden tusschen P_0 en Q, dat niet is kortgesloten, terwijl de drie volgende decimalen op een schaal kunnen, worden afgelezen met behulp van een nonius, die aan de instelknop van het glijcontact is bevestigd.

Meetversterker en indicatoren

Om de spanningsverhouding in de electrolytische trog te kunnen vergelijken met die van de potentiometer, worden beide, zooals in *fig. 3* is aangegeven, op dezelfde wisselspanningsbron aangesloten. Tusschen de contactarm P en de sonde S wordt een gevoelige versterker geschakeld. De door deze versterker geleverde uitgangsspanning wordt gelijkgericht en de zoo verkregen gelijkstroom doet de meter SI (spanningsindicator) uitslaan.

Indien men de electrolyt in de trog van electrode tot electrode als een zuivere weerstand zou kunnen opvatten, dan zou men door de sonde of de potentiometerarm te verplaatsen een instelling moeten kunnen vinden, waarbij de stroom door de meter volkomen zou verdwijnen. Dit is echter niet het geval, omdat tengevolge van polarisatieverschijnselen in de electrolytische trog steeds een klein faseverschil optreedt tusschen de spanning van de sonde en de spanning van de potentiometer-

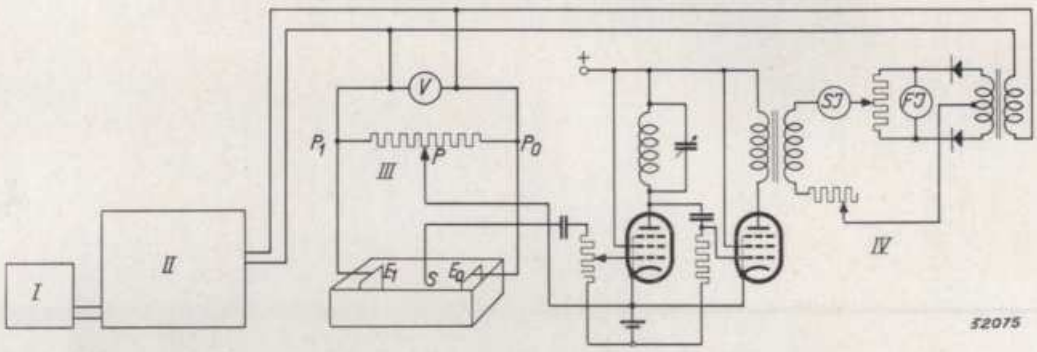


Fig. 3. Schema van de installatie voor het uitvoeren van potentiaalmetingen. I electrische stemvork, II krachtversterker, III potentiometer, IV meetversterker. Het spanningsverschil tusschen de sondepunt S en het glijcontact P wordt selectief versterkt en gelijkgericht. De verkregen gelijkstroom loopt door de meter SI. De meter FI geeft aan, of de uitgangsspanning van de versterker een component heeft, die met de voedingswisselspanning in fase is.

arm. Dit faseverschil maakt, dat de spanningsindicator voor een nauwkeurige instelling niet is te gebruiken, omdat het spanningsminimum niet scherp genoeg is aan te geven.

De eigenlijke indicator is de meter FI (faseindicator), waarvan de wijzer het nulpunt, — dat zich in het midden van de schaal bevindt — passeert, indien het faseverschil tusschen de voedingsspanning en de uitgangsspanning van de versterker door 90° loopt en dus het in fase zijnde gedeelte van de sondepotentiaal overeenkomt met de potentiaal van het glijcontact.

De schakeling van de faseïndicator ziet men in fig. 3. Door de meter FI gaan gedurende beide helften van de periode van de voedingswisselspanning stroomen van tegengestelde richting. Wegens de symmetrie van de schakeling zijn echter deze stroomen aan elkaar gelijk, zoolang de meetversterker geen uitgangsspanning levert, of deze uitgangsspanning met de voedingsspanning 90°

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

in fase verschilt, zoodat de gelijkstroommeter *FI* dan niet uitslaat.

Heeft de uitgangsspanning van de meetversterker echter een component, die in fase is met de voedingswisselspanning, dan zal deze spanning in de ééne gelijkrichtercel bij de van de voedingsspanningsbron afkomstige spanning worden opgeteld, bij de andere daarvan afgetrokken. Daar de weerstand van de gelijkrichtercel afhankelijk is van de spanning, is de symmetrie van de schakeling opgeheven, zoodat nu de meter *FI* naar

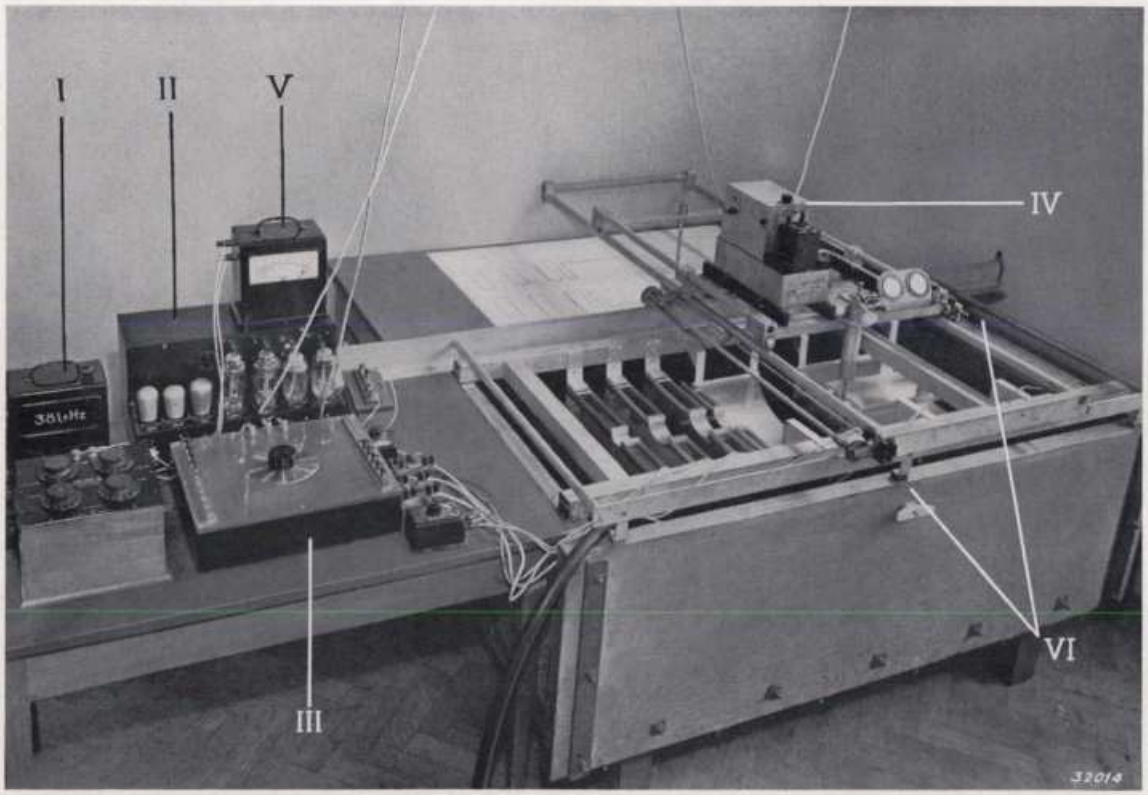


Fig. 4. Overzicht van de installatie voor het uitvoeren van potentiaalmetingen. In de trog bevindt zich een model van een electrodensysteem voor een kathodestraalbuis. *I* electrische stemvork, *II* krachtversterker, *III* potentiometer, *IV* meetversterker, *V* de voltmeter *V* uit fig. 3 en *VI* twee draaiknoppen voor het verplaatsen van de sonde.

een van beide kanten uitslaat, al naar gelang de uitgangsspanning een component heeft, die met de voedingswisselspanning in fase dan wel in tegenfase is.

In tegenstelling met de spanningsindicator is de faseïndicator zeer gevoelig. Daardoor zal reeds bij een klein verschil tusschen beide spanningsverhoudingen de wijzer van deze meter geheel uitslaan [1]). Men kan dan bij het verstellen van contactarm of sonde aan de faseïndicator niet zien, of men de ingangsspanning van de versterker grooter dan wel kleiner maakt. De grove instelling geschiedt daarom met de spanningsindicator. Heeft men zoo de beide spanningsverhoudingen ongeveer aan elkaar gelijk gemaakt, dan komt de wijzer van de faseïndicator in beweging.

Zooals gezegd, wordt de stroom door de spanningsindicator nooit geheel nul. De uitslag van deze meter, wanneer de faseindicator geen stroom aanwijst, is dus een maat voor het optredende faseverschil. Wanneer het electrodeoppervlak zou zijn verontreinigd (doordat zich daarop een minder goed geleidend laagje heeft gevormd), dan wordt men door de uitslag van de spanningsindicator gewaarschuwd, dat de electroden opnieuw met de zandstraal behandeld moeten worden, voordat met het onderzoek kan worden voortgegaan.

De groote gevoeligheid van het apparaat maakt het gewenscht maatregelen te nemen om de invloed van storingen te verminderen. In de versterker is daarom een scherpe resonantiekring aangebracht, die op de frequentie van de voedingsspanning (ongeveer 380 per/sec) is afgestemd. De versterker is dus niet gevoelig voor de grondfrequentie van de netspanning of voor de harmonischen daarvan, waaruit het storende spectrum over het algemeen is opgebouwd.

[1]) De schakeling is zoo ingericht, dat de stroomen in de meters nooit zoo groot kunnen worden, dat de instrumenten zouden worden beschadigd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De voedingswisselspanning wordt geleverd door een electrische stemvork en een krachtige versterker.

Fig. 4 geeft een overzicht van de geheele installatie. Men ziet geheel links de electrische stemvork, rechts naast de stemvork de krachtversterker, vóór de krachtversterker de potentiometer en rechts naast deze instrumenten de electrolytische trog, waarin een model van het electrodensysteem van een kathodestraalbuis is geplaatst. Aan het buizenmenten, terwijl daarop ook te onderscheiden is de toets *T*, met behulp waarvan het potlood op het papier kan worden gedrukt. Het meest opvallend op deze foto is echter wel de ingewikkelde constructie van de sondehouder.

Deze constructie maakt het mogelijk om in een bepaald punt, behalve de potentiaal, ook de veldsterkte te meten of de component daarvan in een willekeurige richting. Daartoe kan, wanneer het

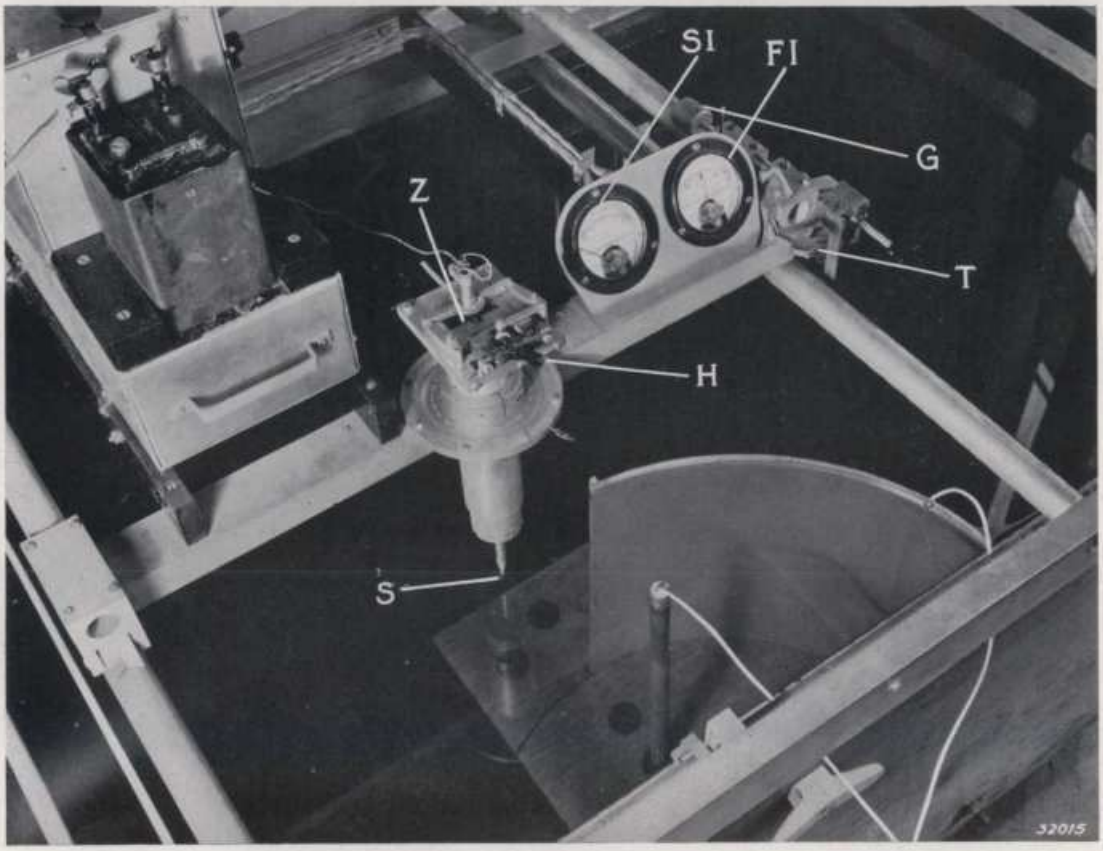


Fig. 5. De sonde *S* kan door omzetten van de knop *H* over een afstand van 0,5 mm naar weerszijden worden bewogen. De richting van de beweging is door draaien van de sonde in te stellen en kan op een graadverdeeling worden afgelezen. Rechts naast de sonde ziet men de meters *SI* en *FI* en daarnaast een toets *T*, waarop men moet drukken om de plaats van de sonde op een teekening vast te leggen. Wenscht men continue lijnen te teekenen, dan moet de toets *T* neergedrukt blijven, hetgeen kan geschieden door een hefboom met een gewicht *G* om te zetten. Door het stelplaatje *Z* te verschuiven kan men de amplitude van de zijwaartsche beweging van de sondepunt vertienvoudigen of de sonde in zijn middenstand arrêteeren.

stelsel, dat de sonde draagt en dat in twee loodrecht op elkaar staande richtingen over rails bewogen kan worden, is tevens een potlood bevestigd, dat zich bevindt boven een vel papier, waarop de electroden zijn aangegeven. Door het potlood op het papier te drukken kan de plaats van de sonde ten opzichte van de electroden daarop worden vastgelegd. Op het gestel, dat de sonde draagt, bevindt zich ook de meetversterker en de beide meters voor spannings- en faseïndicatie.

Fig. 5 geeft een duidelijker beeld van deze instru- stelplaatje *Z* aan de bovenzijde van de sondehouder zich bevindt in de stand, waarin het op de foto is afgebeeld, door het omzetten van een knop *H* de sondepunt naar weerszijden over een afstand van 0,5 mm worden verplaatst. In het algemeen zal hierdoor het spanningsevenwicht tusschen sonde en potentiometer worden verstoord. Men draait nu de geheele sondehouder in een zoodanige richting, dat het omzetten van het knopje geen storing van het evenwicht tengevolge heeft. De bewegingsrichting van de sondepunt staat dan lood-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

recht op de richting van het veld en kan op een schaal worden afgelezen, waardoor ook de veldrichting bekend is. Draait men nu de sondehouder een kwart slag, dan verkrijgt men bij het omzetten van het knopje een maximale verandering van de potentiaal. Uit deze verandering kan dan de veldsterkte worden berekend.

Het teekenen van de potentiogrammen

In *fig. 6* is te zien, hoe het apparaat wordt bediend, bij het teekenen van het potentiaalverloop tusschen de electroden. Nadat op de potentiometer een bepaalde potentiaal is ingesteld, tracht men met behulp van twee draaiknoppen (*VI* in fig. 4) de sonde zoodanig in te stellen, dat de meters *SI* en *FI* op nul komen te staan. De linkerknop dient voor een beweging naar links en rechts, terwijl men met de rechterknop de sonde naar voren en achteren kan verplaatsen. Heeft men nu de juiste instelling gevonden, dan kan men de plaats van de sonde op het papier aangeven. Op deze wijze kan men een reeks van punten bepalen, die alle de potentiaal hebben, die op de potentiometer is ingesteld, en die daarna door een vloeiende lijn worden verbonden. Hierna worden andere potentialen gekozen en ook daarvoor de aequipotentiaallijnen puntsgewijze geconstrueerd.

In sommige gevallen kan men de aequipotentiaallijn direct teekenen, door de eene knop met behulp van een motor aan te drijven en de andere draaiknop met de hand continu bij te regelen, zoodat de meters op nul blijven staan. Dit is natuurlijk alleen mogelijk, wanneer de aequipotentiaallijn in de richting, waarin de sonde door de motor wordt bewogen, geen omkeerpunt heeft. De toets *T* moet dan neergedrukt blijven, hetgeen gedaan wordt door een hefboom met een gewicht (*G* in fig. 5) om te zetten.

In *fig. 7* is een potentiogram weergegeven, dat op deze halfautomatische wijze is opgenomen. De figuur heeft betrekking op het focusseerende systeem van een kathodestraalbuis. De spanningsverhouding neemt van een lijn tot de volgende telkens met hetzelfde bedrag van 1% toe, zoodat de dichtheid van de lijnen direct een maat is voor de veldsterkte ter plaatse.

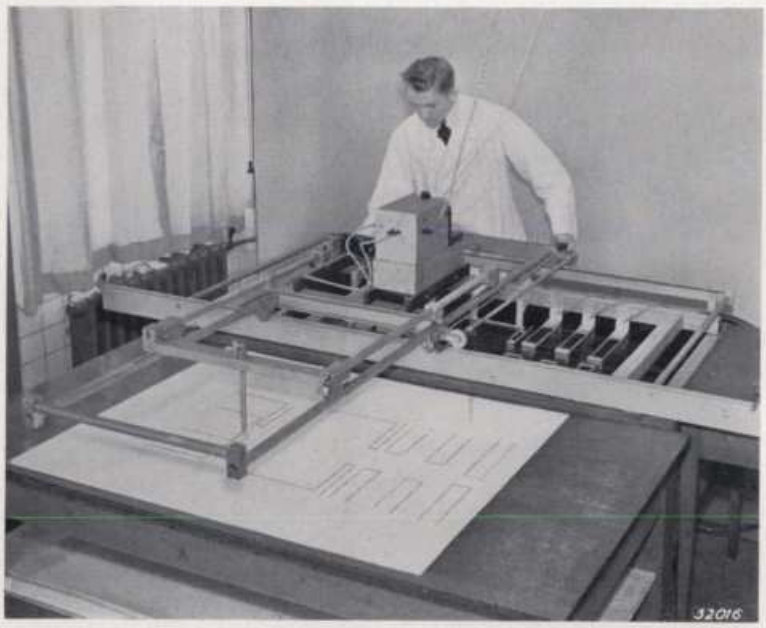


Fig. 6. Het bedienen van het apparaat bij het teekenen van de potentiogrammen.

Toepassingen van de electrolytische trog

Een belangrijk gebied voor het toepassen van de electrolytische trog en de daarmee verkregen potentiogrammen is de studie van de banen van de electronen in het potentiaalveld van een electrodensysteem.

Heeft men twee aequipotentiaallijnen (met de potentialen U_1 en U_2), die zoo dicht bij elkaar liggen, dat men het veld daartusschen als homogeen mag opvatten, en weet men het punt *1*, waarin een electron de eerste lijn snijdt en de richting van de snelheid v_1 van het electron in *1*, dan kan men op eenvoudige wijze het punt *2* vinden, waar het electron de tweede aequipotentiaallijn passeert en de richting van de snelheid v_2 van het electron in dit punt.

De constructie is in *fig. 8* weergegeven:
Men trekke in een hulpfiguur vanuit het punt *O*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

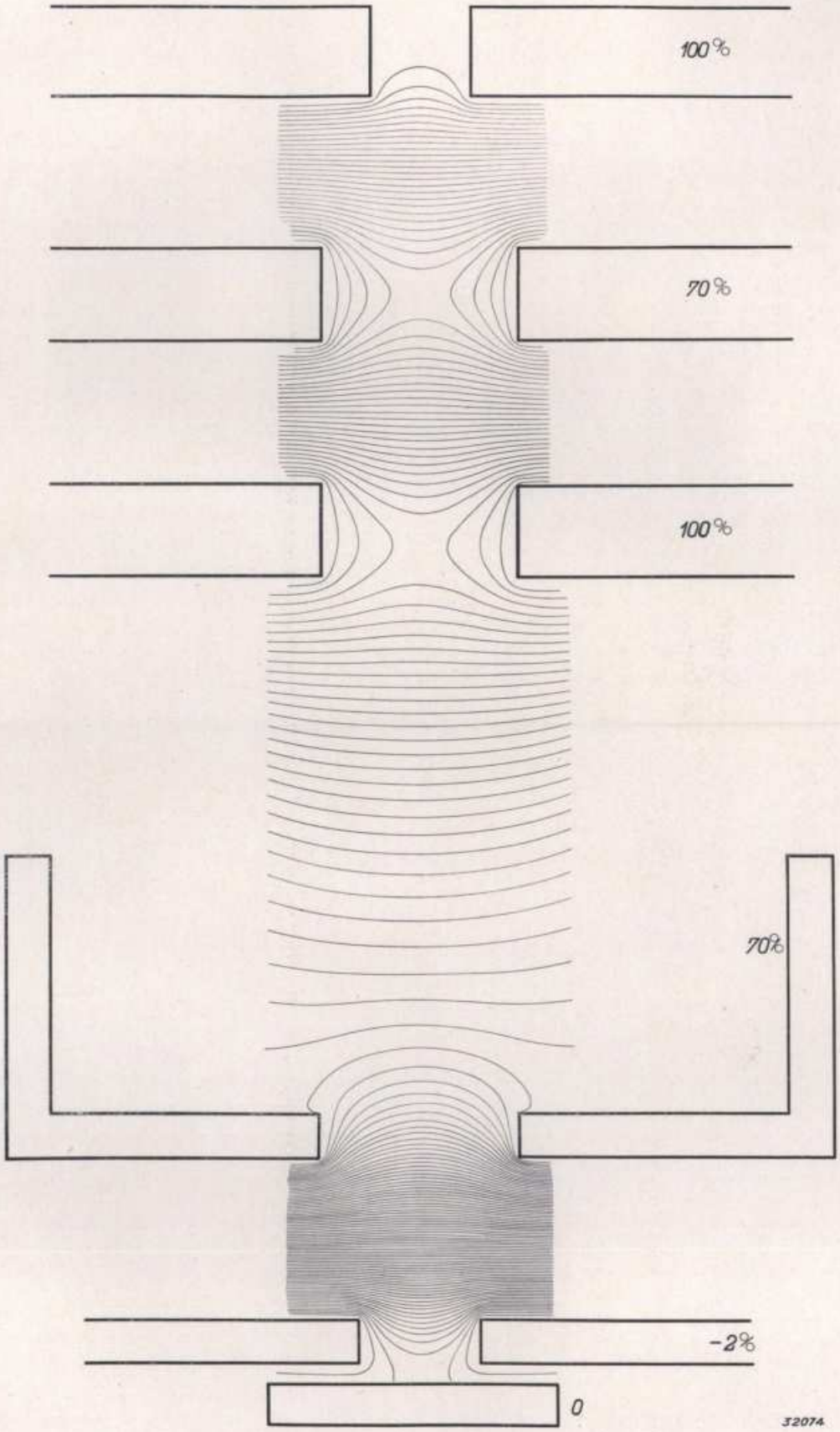


Fig. 7. Aequipotentiaallijnen in het electrodensysteem van een kathodestraalbuis. De potentiaal verandert van een lijn tot de volgende telkens met 1%.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

twee cirkels u_1 en u_2, waarvan de stralen zich verhouden als $\sqrt{U_1}$ en $\sqrt{U_2}$. In de eerste cirkel trekke men een straal in de richting van v_1 en vanuit het eindpunt F daarvan een lijn in de richting van

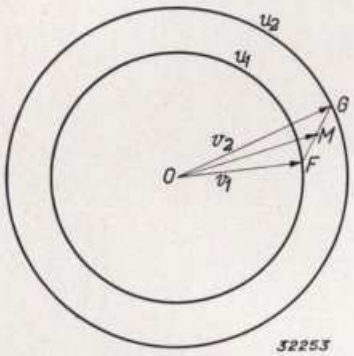


Fig. 8. Constructie van electronenbanen. De stralen v_1 en v_2 van de cirkels u_1 en u_2 zijn evenredig met de wortels uit de potentialen U_1 en U_2. Is v_1 de snelheid in het eerste aequipotentiaalvlak, FG de richting van de veldsterkte, dan is v_2 de snelheid in het tweede aequipotentiaalvlak. Het vectorieele gemiddelde van de snelheden v_1 en v_2 heeft de richting van de baankoorden tusschen de twee beschouwde aequipotentiaalvlakken. Op deze wijze kan men de baan stapsgwijze construeeren.

de gradiënt (dus loodrecht op de aequipotentiaallijnen). Deze snijdt de cirkel u_2 in G. Indien M het midden is van FG, dan heeft v_2 dezelfde richting als OG, terwijl de baankoorde *1-2* dezelfde richting heeft als OM.

Dat deze constructie juist is, wanneer het veld als homogeen mag worden beschouwd, kan men als volgt inzien:

Voor een electron, dat zijn snelheid uitsluitend aan het potentiaalveld ontleent, geldt:

$$\tfrac{1}{2} m v_1^2 = e U_1,$$
$$\tfrac{1}{2} m v_2^2 = e U_2,$$

waarin e de lading en m de massa van het electron is. Als dus de lijn OF de vector v_1 voorstelt, wordt wegens

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}}$$

de vector v_2 voorgesteld door een straal van de cirkel u_2. Verder geldt:

$$v_2 = v_1 + a\,t,$$

waarin a de versnelling is van het electron en t de tijd, gedurende welke het electron zich tusschen de beide aequipotentiaallijnen bevindt. De vector $a\,t$ heeft de richting van de versnellingsvector a en dus de richting van de gradiënt en moet in de figuur worden voorgesteld door FG, daar deze vector beginpunt en richting met $a\,t$ gemeen heeft, en het eindpunt van deze laatste vector ook op u_2 moet liggen.

Voor de wegvector W geldt:

$$W = v_1 t + \tfrac{1}{2} a t^2 = (v_1 + \tfrac{1}{2} a t) \cdot t,$$
$$(OF + \tfrac{1}{2} FG)\, t = OM \cdot t.$$

De richting van de baankoorde *1-2* is dus gelijk aan die van de vector OM.

Het snijpunt van de baan van het electron met de potentiaallijn U_3 wordt op dezelfde wijze geconstrueerd met hulpcirkels, waarvan de stralen zich verhouden als $\sqrt{U_2}$ en $\sqrt{U_3}$. Kiest men de aequipotentiaallijnen zoodanig, dat zij een meetkundige reeks vormen (en niet een rekenkundige zooals in fig. 7), dan kan men voor het construeeren van alle snijpunten van electronenbaan en aequipotentiaallijnen van dezelfde twee hulpcirkels gebruik maken.

Bij de constructie is behalve de waarde van de potentialen ook noodig de richting van de gradiënt. Deze zou desnoods uit het potentiogram kunnen worden afgeleid. Nauwkeuriger is het echter de veldrichting in de trog zelf te meten op de wijze, die bij de bespreking van de sondehouder is uiteengezet. Hierbij kan men nog een verbetering bereiken door deze gradiënt niet te meten in het punt *1*, maar in een punt ongeveer in het midden tusschen beide aequipotentiaallijnen.

Natuurlijk blijft het toepassen van de potentiaaltrog niet alleen beperkt tot het gebied van de electronenoptica, maar wordt voor de meest verschillende problemen verlangd, dat men het potentiaalverloop kent.

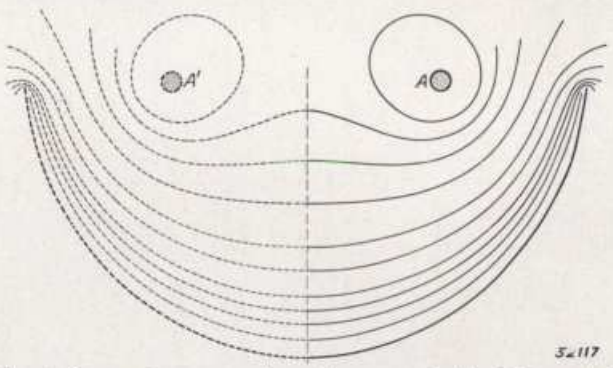


Fig. 9. Doorsnede van een fotocel, waarvan in fig. 5 het model is te zien, en het verloop van de aequipotentiaallijnen daarin. A en A' zijn de doorsnede der anodestaven.

Het model, dat bijv. in fig. 5 in de trog ligt, heeft betrekking op een gasgevulde fotocel. Door gebruik te maken van de spiegeling aan de wand van de trog, was het ook hier mogelijk het model van de cel te vereenvoudigen, zooals in *fig. 9* is te zien: het gestippelde gedeelte is in het model nl. weggelaten. Het doel van het onderzoek was, de meest geschikte plaats voor de anodestaven A en A' te bepalen met het oog op de eisch, dat het lichtgevoelige oppervlak zoo min mogelijk door de ionen wordt gebombardeerd. Aangezien de ionen in een gasatmosfeer eenigszins de electrische krachtlijnen volgen, kan aan de hand van het potentiogram worden nagegaan, waar de ionen de kathode zullen treffen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

SNELLE CHEMISCHE ANALYSE MET DE KWIKDRUPPELELECTRODE EN EEN OSCILLOGRAAF OF MEETBRUG ALS INDICATOR

door J. BOEKE en H. van SUCHTELEN. 535.3: 621.317.755

In dit artikel wordt behandeld, hoe men door gebruik te maken van een kathodestraaloscillograaf of van een meetbrug de chemische analyse met de kwikdruppelelectrode aanmerkelijk sneller kan uitvoeren, dan met de gebruikelijke registreerende toestellen mogelijk is.

In de laatste jaren heeft zich de electrochemie van de druppelende kwikelectrode sterk ontwikkeld, zoodat zij tegenwoordig een zeer veelzijdige methode levert voor de snelle chemische analyse van kleine hoeveelheden stof. Zij werd voor dit doel het eerst toegepast door Heyrovsky in zijn zg. Polarograaf en later nog verder uitgewerkt door diens leerlingen en o.a. door Shikata, Hohn [1]), Maas en Kolthoff. Thans bestaan er reeds gestandaardiseerde analysevoorschriften voor deze methode en exacte meettoestellen, die veelvuldig in de practijk worden gebruikt. Deze toestellen zijn echter duur en o.a. ook kwetsbaar door het toepassen van een galvanometer. Bovendien werken zij met een tijdroovende registratie, die uit den aard der methode, zooals wij in dit artikel nog zullen bespreken, niet kan worden versneld. Met een enkele kleine wijziging kan dit ingewikkelde registratietoestel worden vervangen door een kathodestraaloscillograaf of een meetbrug. De analyse geschiedt dan in enkele tientallen seconden, terwijl in plaats van de toch altijd omslachtige registratie een indicatie en een aflezing op een geijkte schaal worden gebruikt.

Electrolyse met een kwikdruppelelectrode

In een verdunde oplossing in water zijn de meeste zouten volledig gesplitst in hun samenstellende, tegengesteld geladen ionen. Plaatst men in een vat met een dergelijke oplossing twee electroden, waartusschen een uitwendig potentiaalverschil van enkele volt wordt onderhouden, dan loopen de kationen (positief geladen metaalionen) naar de (negatieve) kathode, waar zij worden ontladen door één of meer electronen op te nemen, zoodat metaalatomen vrij komen. De anionen (negatief geladen zuurrestionen) gaan naar de (positieve) anode, waar zij tot een electrochemische reactie aanleiding geven, die hen één of meer electronen doet verliezen.

Wordt nu een dergelijke electrolyse uitgevoerd met twee kwikelectroden, waartusschen een uitwendige gelijkspanning wordt aangelegd, die men vanaf nul regelmatig laat aangroeien, dan ziet men, dat in het algemeen door de verdunde oplossing van het metaalzout niet onmiddellijk een merkbare, electrische stroom gaat loopen. Wij kunnen dit begrijpen door het mechanisme der electrolytische ontleding nader te beschouwen.

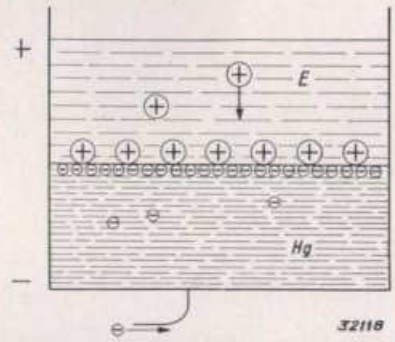


Fig. 1. Electrische dubbellaag van electronen en positieve ionen aan de grenslaag tusschen kwik (*Hg*) en electrolyt (*E*).

Aan de grenslaag tusschen de oplossing en de kwikkathode verzamelen zich zoowel de metaalionen uit de oplossing als de electronen uit het kwik, die samen een electrische dubbellaag vormen (*fig. 1*). Pas bij een voldoend hooge spanning heeft een electron een waarneembare kans uit het inwendige van de kwikkathode door de potentiaalberg van de electrische oppervlaktelaag te dringen en zich met een metaalion te vereenigen tot een metaalatoom. Door de spanningsbron worden de uittredende electronen dan weer aangevuld en zoo gaat er dus een electrische stroom loopen. Deze zal evenredig zijn met het aantal vrijgekomen electronen en dus ook met het aantal ter beschikking staande metaalionen, dwz. met hun concentratie. Zet men nu de electrische stroom uit in afhankelijkheid van de aangelegde spanning (*fig. 2*), dan ziet men, dat pas vanaf een bepaalde spanning V_k een merkbare stroom gaat loopen. Deze stroom neemt in eerste benadering lineair met de spanning toe, nl. zoolang de concentratie der metaalionen aan de electrode toeneemt met de spanning.

Is de oplossing niet te sterk en gebruikt men een kathode met een klein oppervlak, bijv. een druppel

[1]) Voor literatuur zie men: H. Hohn, Chemische Analyse mit dem Polarographen, Springer, Berlijn 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

kwik, dan bereikt men bij het verder verhoogen van de spanning spoedig de toestand, dat elk metaalion, hetwelk bij de kathode aankomt, aldaar terstond wordt ontladen. De electrische stroom wordt dan

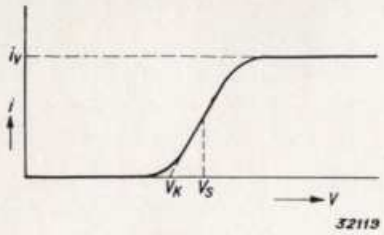


Fig. 2. Stroomspanningskarakteristiek voor de electrolyse met een kwikdruppelelectrode. V_k is de kritische potentiaal, waarbij een merkbare stroom gaat loopen. V_s stelt de gemiddelde sprongpotentiaal voor, die karakteristiek is voor een bepaalde soort ionen in de oplossing. i_v is de verzadigingswaarde van de stroom, welke lager is, naarmate het oppervlak van de electrode en de concentratie van het betreffende ion kleiner zijn.

dus geheel bepaald door de snelheid, waarmee de ionen door het electrolyt diffundeeren. Men zou wellicht verwachten, dat deze diffusiesnelheid nog toeneemt met het uitwendig aangelegde veld, maar dit is geenszins het geval. In de electrolytische oplossing wordt nl. de invloed van het uitwendige electrische veld gecompenseerd door de groote overmaat aan andersoortige metaalionen, die pas bij een hoogere spanning kunnen worden ontladen en zich derhalve in de omtrek van de kathode zullen ophoopen (Debye-Hückel-laag). De verzadigingswaarde van de stroom hangt dus in het geheel niet af van de uitwendige spanning en is des te lager, naarmate de dichtheid der ionen in de oplossing kleiner is en de kathode een kleiner oppervlak heeft. Bij de electrolyse met kwikelectroden gebruikt men als kathode een capillair, waaruit gestadig kwik druppelt, terwijl een groote kwikplas als anode fungeert. Niet alleen is dan het oppervlak der kathode klein, maar het wordt bovendien telkens weer nieuw gevormd, zoodat het grensvlak tusschen kwik en electrolyt niet verontreinigd kan worden door het afgescheiden metaal.

Hoewel aan de anode natuurlijk analoge verschijnselen van ontlading van ionen optreden, geven deze in het geheel geen aanleiding tot verzadigingswaarden van de doorgaande stroom, aangezien de kwikplas een veel grooter oppervlak heeft dan de kwikdruppel. De practische mogelijkheid der polarografische analyse is dus geheel gebonden aan de druppelende kwikelectrode.

Verder zal men bij de kwikelectrode niet behoeven te vreezen, dat zij spoedig waterstof zal afscheiden uit het water, dat bij de electrolyse steeds in overmaat aanwezig is. Afhankelijk van de zuurgraad der oplossing worden nl. pas bij ongeveer 2 volt de waterstofionen van de dubbellaag ontladen door de electronen onder vorming van gasvormige waterstof. Vrijwel alle andere kationen, inclusief die der alkali- en aardalkalimetalen, hebben dan echter reeds bij lagere spanning gelegenheid gehad zich af te scheiden.

De Polarograaf van Heyrovsky

Door Heyrovsky en zijn school is reeds sedert een vijftiental jaren van de stroomspanningskromme der electrolyse met de kwikdruppelelectrode gebruik gemaakt voor de chemische analyse van oplossingen. Het blijkt nl., dat onafhankelijk van de concentratie van een bepaald ion, welke de grootte van de daardoor geleverde toename van de electrische stroom bepaalt, de gemiddelde potentiaal (V_s in fig. 2), waarbij zich deze stroomtoename afspeelt, een zeer goed te reproduceeren waarde heeft, die als indicator voor het betreffende ion kan worden gebruikt. Voor het met vrucht in de practijk toepassen van deze analyse-methode zijn uitgebreide tabellen met deze gemiddelde sprongpotentialen V_A, V_B, ... voor verschillende ionen A, B, ... aangelegd.

De kwikdruppelelectrode wordt gevormd door een nauwe capillair, waaruit kwik in de te analyseeren oplossing druppelt met een snelheid van één druppel in 1 à 4 sec; de druppels hebben een middellijn van hoogstens 0,5 mm. De oplossing kan zeer sterk verdund zijn, zoodat men reeds uiterst kleine hoeveelheden stof op deze wijze kan analyseeren. Neemt men bijv. oplossingen van ongeveer 10^{-5} à 10^{-3} normaal, dan worden de verzadigingsstroomen reeds bereikt bij 10^{-8} à 10^{-5} ampère, daar tevens het oppervlak van de kwikdruppel slechts een kleine stroomdoorsnede levert.

In *fig. 3* is de inrichting van de automatisch registreerende Polarograaf van Heyrovsky schematisch weergegeven, benevens een gedeelte van

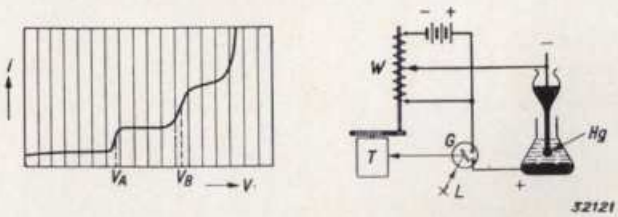


Fig. 3. Principeschema voor de registratie van een polarogram. De as van de registratietrommel T is gekoppeld met die van de weerstandswals W, welke met constante hoeksnelheid rondraait. De spanning op de electrolytische cel neemt evenredig met de tijd toe, zoodat de hoekcoördinaat op de registreertrommel met de spanning evenredig is; vgl. het bijgevoegde polarogram, waarin V_A en V_B sprongpotentialen voorstellen. De door de kwikelectrode loopende stroom gaat ook door de galvanometer G, waarvan het spiegeltje het licht van het lampje L op de trommel werpt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

een polarogram, zooals dit met dit toestel wordt vervaardigd. De spanning, die aan het electrolysevat wordt toegevoerd, wordt afgetakt van een op een batterij aangesloten weerstandswals, die tezamen met de registreertrommel met een constante hoeksnelheid ronddraait. De spanning op het electrolysevat neemt dus evenredig met de tijd toe en wordt gemeten door de hoekcoördinaat op de registreertrommel. De stroomsterkte levert de galvanometeruitslag, die op de draaiende trommel fotografisch wordt geregistreerd. Op deze wijze is de samenstelling qualitatief te bepalen voor oplossingen van een sterkte van minstens 10^{-5} normaal en bovendien kan zij (na ijking) quantitatief worden bepaald uit de hoogte van de betreffende toename in de stroom.

Het fotografisch registreeren en daarna uitmeten van het polarogram is misschien geen groot bezwaar bij omvangrijke onderzoekingen, maar voor het snel uitvoeren van analyses is het te tijdroovend. Een registratie duurt 5 à 15 minuten, waarna dan het polarogram moet worden ontwikkeld, gefixeerd en nagemeten. Verder is het toestel duur en bovendien kwetsbaar door de aanwezigheid van een galvanometer. Probeert men eenvoudig wat sneller te registreeren door de trommel sneller te laten draaien en dus ook de spanning sneller op te voeren, dan loopt men gevaar, dat men hinder gaat ondervinden van het telkens onderbreken van de stroom door het afvallen van de druppel. Dit bezwaar is te ondervangen door met een oscillograaf het polarogram zoo snel op te nemen, dat het geheele gebeuren zich afspeelt binnen den tijd van het afvallen van één druppel. Een dergelijke registratie is dan echter vrij onnauwkeurig. Bovendien is het fotografeeren en uitmeten der registratie op zichzelf reeds zeer tijdroovend, zoodat het aanbeveling verdient de registratie der sprongpotentialen te vervangen door een onmiddellijke aanwijzing.

Nieuwe meetmethoden

Laat men de gelijkspanning op de kwikelectrode gelijkmatig aangroeien in enkele seconden, maar superponeert men hierop bovendien nog een kleine wisselspanning, dan kan men de sprongpotentialen direct waarnemen. Bevinden wij ons in een vrijwel vlak verloopend gedeelte van de stroomspanningskarakteristiek (zie *fig. 4*), dan doet zoo'n kleine wisselspanning de geleidingsstroom niet merkbaar veranderen, maar in een stijgend stuk van de karakteristiek levert zij een groote fluctuatie van de geleidingsstroom. In een vlak gedeelte van de karakteristiek levert de wisselspanning echter een fluctuatie in de lading van de dubbellaag aan het grensoppervlak, die werkt als een condensator van ongeveer 0,1 μF. Dientengevolge geeft de wisselspanning in vlakke gedeelten aanleiding tot een capacitieve stroom, die er 90° mee in fase verschilt. Bij een sprongpotentiaal komt er de veel grootere geleidingswisselstroom bij; dientengevolge verschillen wisselspanning en wisselstroom van de electrolyt slechts weinig in fase en ondergaat de weerstand van de electrolytische cel een verandering.

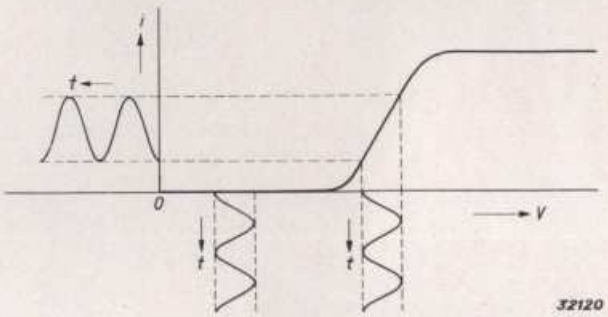


Fig. 4. Een aan de gelijkspanning toegevoegde kleine wisselspanning heeft in een vlak gedeelte van het polarogram geen invloed op de stroom, in een stijgend gedeelte daarentegen wel.

De variatie in fase tusschen stroom en spanning en de variatie in weerstand en capaciteit bij het aftasten van de gelijkstroomkarakteristiek der kwikdruppelelectrode met een kleine wisselspanning kunnen nu worden gebruikt voor een onmiddellijke indicatie der sprongpotentialen, zoodat zij een snelle chemische analyse mogelijk maken. Ter aanwijzing wordt hierbij dan een oscillograaf, resp. een meetbrug gebruikt, zooals wij nu nader zullen beschrijven. Met behulp van de oscillograaf is de meting het gemakkelijkste te verrichten, maar met behulp van de meetbrug kan men wel een wat grootere nauwkeurigheid verkrijgen.

Het bepalen van sprongpotentialen met een kathodestraaloscillograaf

Voor het opzoeken van sprongpotentialen hebben wij gebruik gemaakt van een kathodestraaloscillograaf type GM 3152, die in de vorige aflevering van dit tijdschrift [2]) werd behandeld. In *fig. 5* is de gebruikte schakeling weergegeven. De electrolytische cel is opgenomen in een keten, waarop door de potentiometer P een nauwkeurig te regelen gelijkspanning wordt gebracht. Een wisselspanning van 50 per/sec, die van de variabele weerstand R_1 wordt afgenomen, staat in serie met de gelijkspanning. Wordt R_1 op zijn grootste waarde van 100 ohm gezet, dan bedraagt de wisselspanning 0,1 volt effectief, zoodat de spanning voortdurend in het rythme van 50 per/sec varieert

[2]) Philips techn. T. 4, 210, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

over een gebied, dat $0{,}1 \cdot 2 \sqrt{2}$ = ongeveer 0,3 volt breed is. Op de horizontaal afbuigende platen van de oscillograaf (klemmen *1* en *2* in fig. 5) wordt de wisselspanning van 50 per/sec gezet, zoodat de horizontale afbuiging der electronenstraal evenredig is met de spanningsveranderingen in de stroomkring. Over R_3 staat een spanning, die evenredig is met de stroom door de electrolytische cel en die na versterking op de verticaal afbuigende platen van de oscillograaf komt te staan (klemmen *1* en *6* in fig. 5).

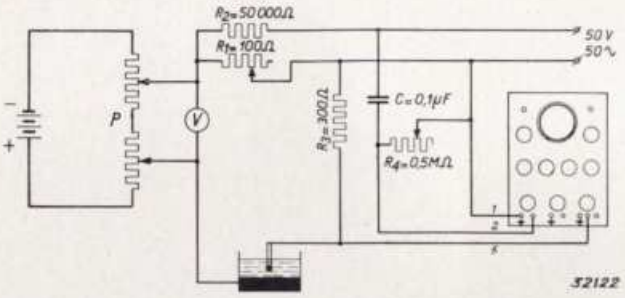


Fig. 5. Schakeling voor het bepalen van sprongpotentialen met de kathodestraaloscillograaf GM 3152 als indicator. P is een potentiometer, die de gelijkspanning levert, welke op de voltmeter V kan worden afgelezen. Over de regelweerstand R_1 wordt hieraan een wisselspanning van 50 per/sec toegevoegd. Door middel van de condensator C en de variabele weerstand R_4 wordt de wisselspanning met een in te stellen faseverschuiving gebracht op de horizontaal afbuigende platen van de oscillograaf (klemmen *1* en *2*). De spanning, die de stroom over de weerstand R_3 levert, komt op de verticaal afbuigende platen te staan (klemmen *1* en *6*).

Met de potentiometer P wordt de gelijkspanning op het electrolysevaatje langzaam opgevoerd, terwijl een kleine wisselspanning van 50 per/sec steeds hierover gesuperponeerd is. Zoolang de gelijkspanning nog niet dicht tot de sprongspanning is genaderd en wij ons dus nog in het horizontale beginstuk van het stroomverloop van fig. 4 bevinden, zijn de veranderingen van stroom en spanning nog symmetrisch met betrekking tot hun gemiddelde waarden, zoodat het oscillogram er symmetrisch ten opzichte van zijn middelpunt uitziet (*fig. 6*). Ligt een gedeelte van het door de wisselspanning doorloopen gebied reeds in een stijgend stuk van het spanningsverloop van fig. 4,

Fig. 6. Symmetrisch oscillogram, waarbij niet kunstmatig een faseverschuiving tusschen stroom en spanning is aangebracht.

dan is het oscillogram niet meer symmetrisch (*fig. 7*). Hierdoor wordt men dus gewaarschuwd,

Fig. 7. Onsymmetrisch oscillogram, zooals men dit verkrijgt bij een gelijkspanning in de buurt van een sprongpotentiaal.

dat men een sprongpotentiaal nadert. Is de gelijkspanning gekomen op de gemiddelde sprongpotentiaal, dan is in die omgeving het verband tusschen stroom en spanning weer practisch lineair, zoodat het oscillogram weer symmetrisch tenopzichte van zijn middelpunt wordt. Men zou verwachten, dat het een ellips wordt, maar zooals men aan fig. 6 ziet, is het zoo sterk vervormd, dat de aan- of afwezigheid van symmetrie er niet zoo gemakkelijk aan kan worden geconstateerd. Men verkrijgt een veel scherper criterium door er een lijnvormig oscillogram van te maken, zooals in *fig. 8* is weer-

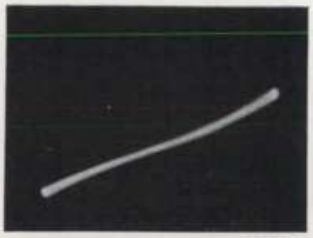


Fig. 8. Stroom en spanning zijn met elkaar in fase gebracht, zoodat het oscillogram niet meer de onoverzichtelijke lusvorm van fig. 6 heeft, maar ongeveer een rechte lijn is geworden.

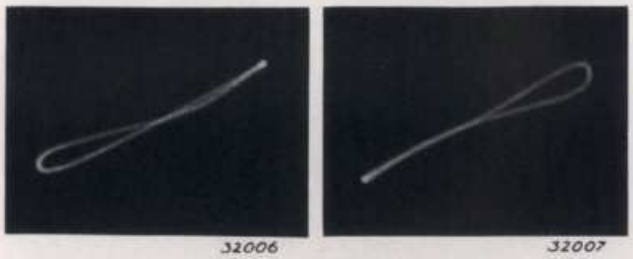
gegeven. Hiertoe wordt tusschen de horizontaal afbuigende spanning en de aan de electrolytische cel toegevoerde wisselspanning met behulp van de capaciteit C en de variabele weerstand R_4 een zoodanige faseverschuiving veroorzaakt, dat de wisselspanningen, die op de verticale, resp. horizontale afbuigplaten staan, in fase zijn.

Heeft men bij een bepaalde stand van de potentiometer P een vrij symmetrisch oscillogram verkregen, dan wordt eerst de lusvorm zoo goed mogelijk opgeheven door R_4 bij te regelen. Tenslotte wordt dan de potentiometer P zoo ingesteld, dat de meest symmetrische vorm van het oscillogram wordt verkregen; deze instelling kan zeer precies geschieden,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zooals uit de *figuren 9a* en *9b* blijkt. Deze zijn nl. opgenomen bij gelijkspanningen, die resp. 0,02 volt grooter en kleiner waren dan die van fig. 8.



a *b*

Fig. 9. Oscillogrammen opgenomen bij gelijkspanningen, die resp. 0,02 volt grooter (*a*) en kleiner (*b*) zijn dan die van fig. 8.

Dit zijn bedragen, die klein zijn ten opzichte van de intervallen tusschen twee opeenvolgende sprongpotentialen voor verschillende ionen, zoodat die gemakkelijk van elkaar onderscheiden kunnen worden.

Is de spanning van de potentiometer wel goed ingesteld op de betreffende sprongpotentiaal, maar is de gebruikte wisselspanning wat groot, dan krijgt men weliswaar een ongeveer symmetrische figuur, maar deze wijkt sterk af van de rechte lijn, zooals *fig. 10* ons laat zien. Door R_1 beter in te stellen en de oscillograaf meer te laten versterken, kan men dan het middelste gedeelte van fig. 10 op een grootere schaal opnemen, zoodat het oscillogram weer de vorm van fig. 8 verkrijgt. De stand van R_1 is dan een maat voor de concentratie van het betreffende ion.

Fig. 10. Symmetrisch oscillogram opgenomen met een te groote wisselspanning.

Bij het uitvoeren der metingen moet men er goed rekening mee houden, dat de kwikdruppel, die de eene electrode vormt, voortdurend groeit, en daarmee ook zijn capaciteit, zoodat het aspect van het oscillogram verandert. Eenmaal in de 1 à 4 seconden valt de druppel af en als de electrolyse eenige tijd aan de gang is, geschiedt dit alles zoo volkomen periodiek, dat men zonder moeite er voor kan zorgen de waarneming steeds consequent kort vóór het afvallen van de druppel te verrichten. Het volume van de druppel neemt evenredig met de tijd t toe, zoodat zijn oppervlak toeneemt met $t^{2/3}$ en dus kort vóór het afvallen het langzaamst verandert. Daar de capaciteit van de druppel evenredig is met zijn oppervlak, verandert het aspect van het oscillogram kort voor het afvallen van de druppel slechts weinig, hetgeen de waarneming zeer vergemakkelijkt, zoodat hiervoor geen groote oefening vereischt is.

In *fig. 11* zien wij een overzicht van de geheele meetopstelling. De groote draaiknop in het midden op de voorgrond bedient de potentiometer; daarachter zien wij het electrolysevaatje, waarin zich de kwikdruppelelectrode bevindt. Aan de rechterzijde staat de kathodestraaloscillograaf GM 3152, terwijl wij links de „Philoscop" GM 4140 zien, die, zooals wij nu zullen bespreken, eveneens als indicator dienst kan doen.

Het bepalen van sprongpotentialen met behulp van een meetbrug

Bij gemiddelde sprongpotentialen vertoont, zooals wij reeds bespraken, de differentiaalweerstand van de electrolytische cel een minimum. Daar bij een frequentie van 50 per/sec de cel in hoofdzaak als condensator werkt, kan men de gelijkspanning, waarbij dit minimum optreedt, bepalen in een brugschakeling, waarbij twee takken in hoofdzaak capacitief zijn, terwijl de beide andere takken zuivere weerstanden mogen zijn. In *fig. 12* is een voor dit doel uitgewerkte schakeling weergegeven.

De meetbrug bestaat uit de te onderzoeken cel C_1, de vergelijkingscondensator C_2 en de weerstanden R_1 en R_2. De gelijkspanning voor de electrolyse wordt afgenomen van de potentiometers P_1 en P_2, terwijl de wisselspanning voor de brug wordt verkregen als het spanningsverval langs R_4. De grootte van deze wisselspanning kan worden geregeld met de variabele weerstand R_5. Tusschen de beide andere hoekpunten van de meetbrug is een versterkerlamp aangesloten, die de versterkte wisselspanning doorgeeft naar een nulindicator. Hiervoor dient een afstemkruis, dat reeds eerder [3]) als onderdeel van de „Philoscop" werd beschreven. Naarmate de wisselspanning op het stuurrooster grooter is, heeft het lichtende kruis een grooter oppervlak, zoodat men dus op een zoo klein mogelijk lichtkruis moet afregelen. Teneinde de „Philoscop" op deze wijze, dus alleen als nulinstrument en niet als meetbrug, te gebruiken moet de combinatiekiezer op de stand → worden gezet.

[3]) Philips techn. T. **2**, 270, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Voor een gelijkspanning, waarbij geen sprongpotentiaal wordt verwacht, brengt men de brug zoo goed mogelijk in evenwicht met een betrekkelijk kleine wisselspanning op R_4. De variabele weerstand R_2 wordt dus zóó ingesteld, dat het afstemkruis zoo klein mogelijk wordt, als de kwikdruppel bijna van de capillair loslaat. Daarna kan men de geheele spanningsschaal afloopen en nagaan op welke punten het afstemkruis een maximale grootte krijgt. Op die punten is het brugevenwicht het sterkst gestoord en vertoont de differentiaal-weerstand van de electrolytische cel dus minima, waarvoor bepaalde ionensoorten verantwoordelijk zijn. Wil men bovendien een nadere aanwijzing hebben betreffende de concentratie der verschillende aanwezige ionensoorten, dan moet men telkens het geleidingsvermogen van de cel bepalen. Hiertoe is parallel aan de brugtak C_2 een variabele weerstand R_3 geschakeld. Door deze te veranderen kan men de brug opnieuw in evenwicht brengen; dan is de grootte van R_3 een maat voor het geleidingsvermogen van de cel bij de betreffende sprongpotentiaal en dus tevens voor de concentratie van het afgescheiden ion.

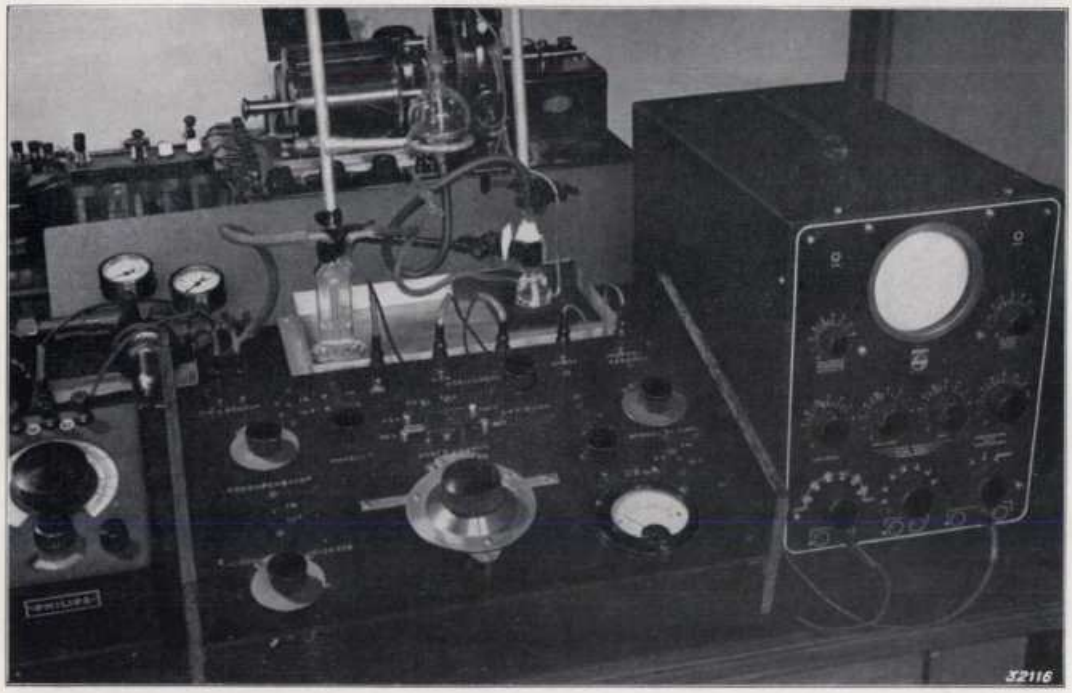


Fig. 11. Overzicht van de meetopstelling. In het midden ziet men op de voorgrond de draaiknop van de potentiometer voor het instellen van de afscheidingspotentiaal. Daarachter bevindt zich de opstelling voor de kwikdruppelelectrode, terwijl men op de achtergrond de Polarograaf van Heyrovsky kan waarnemen. Aan de rechterzijde is de kathodestraaloscillograaf GM 3152 opgesteld en aan de linkerkant de „Philoscop" GM 4140, die elk afzonderlijk als indicatie-instrument voor de afscheidingspotentialen kunnen worden gebruikt.

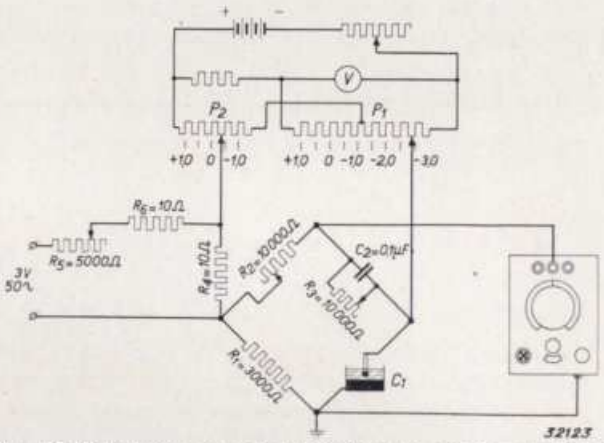


Fig. 12. Schakeling voor het bepalen van sprongpotentialen met een meetbrug. De gelijkspanning wordt geleverd door de potentiometers P_1 en P_2; de toegevoegde wisselspanning van 50 per/sec komt over de weerstand R_4 te staan. De meetbrug bestaat uit een electrolytische cel met een capaciteit C_1, een vergelijkingscondensator C_2, waaraan een variabele weerstand R_3 parallel staat, een vergelijkingsweerstand R_1 en een variabele weerstand R_2. Als nulinstrument wordt een „Philoscop" gebruikt. Op de schaalverdeeling van P_1 kan men direct de bij de betreffende sprongpotentialen behoorende ionen aangeven, terwijl dan met P_2 de correctie voor de polarisatie aan de anode moet worden aangebracht.

In principe is het zoowel voor de meting met de oscillograaf als voor die met de meetbrug voldoende de gelijkspanning toe te voeren met de in fig. 5 aangegeven potentiometer P. In fig. 12 is echter een wat ingewikkelder potentiometerschakeling P_1 P_2 aangegeven, die men met voordeel bij deze beide meetmethoden kan gebruiken, aangezien

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

men dan een schaalverdeeling langs P_1 kan aanbrengen, waarop direct het betreffende ion is aangegeven, zoodat het tijdroovende opzoeken in tabellen vermeden wordt. Een dergelijke ijking is niet zonder meer mogelijk, daar men van de waargenomen sprongpotentialen eerst nog de polarisatiespanning moet aftrekken, die aan de anode optreedt en die voor verschillende oplossingen niet dezelfde waarde heeft. Daar zij echter voor eenzelfde oplossing vrijwel onafhankelijk is van de totale spanning op de cel, kan men haar voor iedere analyse door een geschikte tegenspanning compenseeren. Deze wordt met P_2 ingesteld. Door middel van een variabele weerstand wordt dan vóór de meting gezorgd, dat op de weerstand P_1 een spanning van 4 volt aanwezig is, die men met de voltmeter V kan controleeren. De voor P_2 gewenschte instelling vinden wij door in de oplossing een bekend ion te brengen en P_1 te plaatsen op de daarbij behoorende schaalwaarde, waarna dan P_2 kan worden ingesteld op maximum indicatie.

De brugmethode is wat gevoeliger dan die met de oscillograaf, maar minder gemakkelijk af te lezen. Het vereischt nl. eenige oefening het brugevenwicht in te stellen op het oogenblik even vóór het afvallen van de druppel. De „Philoscop" is echter een kleiner en eenvoudiger toestel dan de oscillograaf en kan bovendien voor verschillende andere chemische metingen goede diensten bewijzen, o.a. voor het bepalen van geleidbaarheden [4]).

[4]) Philips techn. T. **3**, 187, 1938.

BESTRIJDING VAN RADIOSTORINGEN

door L. BLOK. 621.396.828

In dit artikel wordt uiteengezet, op welke wijzen men radiostoringen in de nabijheid van de storingsbron kan onderdrukken en hoe men kan beletten, dat storingen in het net doordringen. Verder wordt behandeld, hoe radiostoringen ter plaatse van het ontvangtoestel bestreden kunnen worden, terwijl het artikel besluit met enkele voorbeelden van ontstoring uit de praktijk.

Onderdrukken van radiostoringen in de nabijheid van de storingsbron

Storingen, die in de radio-ontvangst optreden tengevolge van plotselinge veranderingen van stroomen of spanningen in electrische toestellen, worden meestal van deze toestellen naar het radio-ontvangtoestel overgebracht door middel van het lichtnet. Het is daarom van het grootste belang, zorg te dragen, dat de storingsbron niet in de gelegenheid is, het lichtnet met een storing te infecteeren. Op welke wijze men bereiken kan, dat een op het lichtnet aangesloten electrisch toestel daaraan geen hinderlijke stoorspanningen kan overdragen, willen wij bespreken aan de hand van *fig. 1* [1]). De stoorspanning, die een electrisch toestel op het lichtnet kan overdragen, is in dit schema voorgesteld door een willekeurig veranderende EMK E in serie met een inwendige impedantie Z_1, welke over de klemmen *1* en *2* door middel van een algemeene vierpool V_1 verbonden zijn met de klemmen *3* en *4* van het lichtnet N. Dit laatste vormt weer een vierpool tusschen deze klemmen *3* en *4* en de klemmen *5* en *6* van het ontvangtoestel. Verder zijn verschillende punten von deze schakeling nog met de aarde verbonden over de verschillende impedanties: Z_{1a}, Z_{2a}, Z_3, Z_4, Z_5, Z_{5a}, Z_{6a}.

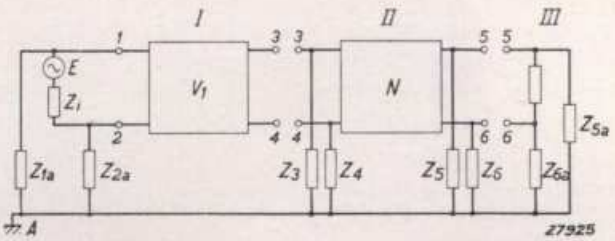


Fig. 1. Vervangingsschema voor een storingsbron. De bron van stoorspanning E met een inwendige impedantie Z_i staat tusschen de klemmen *1* en *2* van de vierpool V_i, waarover zij verbonden is met de ingangsklemmen *3* en *4* van het net N, aan welks uitgangsklemmen *5* en *6* het ontvangtoestel is aangesloten. Z_{1a}-Z_{6a} zijn aardimpedanties.

In het in noot [1]) aangehaalde artikel werd o.a. ook behandeld, hoe men de storing E kan splitsen in twee componenten, nl. de symmetrische E_s en de asymmetrische E_a. Voor de symmetrische component loopen op ieder oogenblik de stroomen

[1]) Dit vervangingsschema van een storingsbron, aangesloten op een ontvangtoestel door middel van het lichtnet, werd reeds afgeleid in Philips techn. T. **3**, 239, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

in de beide leidingen *1*, *3*, *5* en *2*, *4*, *6* in tegengestelde richting en zijn even groot, terwijl zij geen strooming door de aarde levert. Voor de asymmetrische component loopen op ieder oogenblik de stroomen overal in de leidingen in dezelfde richting, terwijl de aarde hierbij als teruggeleider fungeert. Daar de beide netleidingen meestal dicht bij elkaar liggen en dus een groote onderlinge capaciteit bezitten, dringt de symmetrische stoorspanning in het algemeen niet ver in het net door en worden de storingen in op het net aangesloten radio-ontvangtoestellen meestal veroorzaakt door de asymmetrische stoorspanning.

Een eenvoudige wijze van ontstoring voor het geval, dat men nog vóór de ingangsklemmen *1* en *2* van de vierpool V_1 een voorziening kan aanbrengen, is in *fig. 2a* weergegeven. Indien de inwendige impedantie Z_i van het storende toestel niet al te laag is in verband met de grootte van E, dan is een behoorlijke ontstoring te verkrijgen door een voldoend groote condensator C tusschen de klemmen van de storingsbron te schakelen. Een dergelijke condensator mag echter in sommige gevallen, waarvan wij nog een voorbeeld zullen bespreken, een bepaalde grootte niet overschrijden.

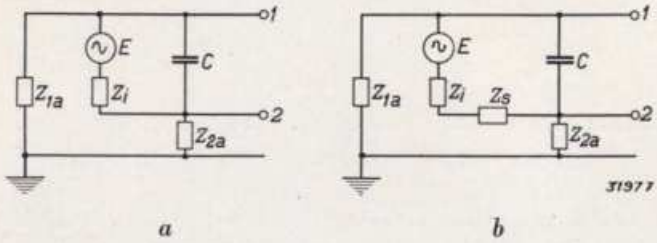


Fig. 2. Ontstoring is verkregen door in de schakeling van fig. 1 tusschen de klemmen *1* en *2* een capaciteit C aan te brengen, indien de inwendige impedantie Z_i niet te laag is (*a*). Anders moet men hiermee in serie tevens een impedantie Z_s aanbrengen (*b*).

Teneinde met een niet te groote condensator toch een voldoende ontstoring te bereiken, dient men de inwendige impedantie Z_i kunstmatig te verhoogen door er een impedantie Z_s (bijv. een weerstand of hoogfrequentie smoorspoel) mede in serie te schakelen (*fig. 2b*). Door de in serie geschakelde weerstand of smoorspoel Z_s en condensator C geschikt te kiezen, kan men er voor zorgen, dat de stoorspanning aan de klemmen *1* en *2* veel kleiner is dan de door het electrische toestel geleverde stoorspanning E. Met deze schakeling is de geheele storing dus eigenlijk reeds in de kiem gesmoord.

Moet men, in verband met het voorafgaande, voor het ontstoren een condensator en een smoorspoel gebruiken, dan kan men deze ook schakelen, zooals in *fig. 3* is aangegeven, waardoor eveneens de storing direct in de kiem wordt gesmoord. De condensator C is nu onmiddellijk over de stoorspanning E en de inwendige impedantie Z_i aangebracht, hetgeen slechts geoorloofd is, als Z_i niet àl te klein is. Deze schakeling kan men met succes toepassen, indien de vierpool V_1 tusschen de klemmen *1* en *2* een impedantie heeft, die klein is ten opzichte van Z_s. Men heeft dan als het ware een dubbel filter aangebracht, nl. Z_i met C en Z_s met V_1.

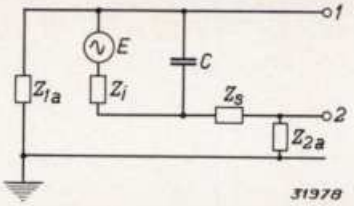


Fig. 3. Achter de ontstoringscondensator C, die samen met Z_i een filter vormt, is nog een impedantie Z_s aangebracht, die samen met de capaciteit van de vierpool V_1 tusschen de klemmen *1* en *2* een tweede filter vormt. De ontstoring wordt hier dus feitelijk door een dubbel filter bewerkstelligd.

Voor het ontstoren van natriumwisselstroomlampen wordt de in fig. 2*b* aangegeven schakeling toegepast, zooals reeds in dit tijdschrift [2]) werd besproken. Het voor dit doel uit Z_s en C samengestelde elementje is een zg. asymmetrisch ontstoringsfilter; daar slechts in één der leidingen een geschikte smoorspoel of weerstand is aangebracht, zooals werd aangegeven op de schakeling van fig. 2*b*. Voor de juiste werking van dergelijke asymmetrische ontstoringsfilters is het noodig, dat zij dicht bij de storingsbron worden aangebracht.

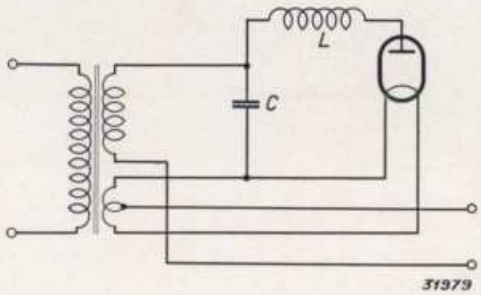


Fig. 4. Ontstoring van een gelijkrichter, verkregen door een zelfinductie L in de anodeleiding aan te brengen en een condensator C tusschen kathode- en anodeleiding.

Sommige typen gelijkrichters kan men zoo noodig op dezelfde wijze ontstoren. Volgens het in *fig. 4* weergegeven schema brengt men dan in elk der anodeleidingen een hoogfrequentie smoorspoel L aan, terwijl buiten deze smoorspoel een condensator C naar de kathode wordt aangesloten. Wissel- en gelijkstroomnet worden zoo beide ontstoord.

[2]) Philips techn. T. **1**, 87, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Men moet echter bij het toepassen van het schema van fig. 4, evenals wij reeds bij de bespreking van fig. 2 hebben opgemerkt, voorzichtig zijn met de grootte van C. De herontsteekspanning V_D van een gelijkrichter is nl. beduidend grooter dan zijn brandspanning V_B, zoodat bij het ontsteken plotseling een groote EMK $V_D - V_B$ beschikbaar komt in de stroomkring tusschen anode en kathode. Als de condensator te groot is genomen, dan veroorzaakt hij groote stroomstooten van lage frequentie door de gelijkrichterbuis, hetgeen de levensduur belangrijk zou kunnen verlagen. Vooral in gelijkrichters, die door middel van hun roosterspanning kunnen worden geregeld [3]), kan $V_D - V_B$ zeer groot zijn en het is dan geraden, een condensator, aangebracht volgens fig. 4, te vermijden en de ontstoring niet direct achter de gelijkrichter, doch op een andere wijze te bewerkstelligen.

Verhinderen van het doordringen van stoorspanningen in het net

Om practische redenen is het vaak niet mogelijk, de plaats, waar de stoorspanning wordt opgewekt, te bereiken. In het schema van fig. 1 kan men dan dus slechts het ontstoringselementje achter de vierpool V_1 aanbrengen, bijv. tusschen de klemmen *3* en *4*, die de uitgang van deze vierpool vormen. Brengen wij daar een asymmetrisch ontstoringsfilter aan, zooals in *fig. 5* is weergegeven, dan be-

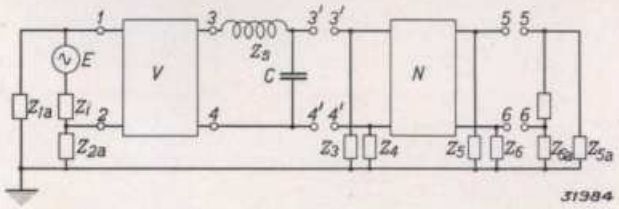


Fig. 5. Ontstoring is verkregen door een uit een condensator C en een impedantie Z_s bestaand ontstoringselement aan te brengen achter de vierpool V, die de storingsbron op het net aansluit. Men moet hiertoe wel overgaan, als de storingsbron E zelf niet bereikt kan worden voor het aanbrengen van een ontstoringselement op de in fig. 2 aangegeven wijze.

teekent de condensator C tusschen de klemmen $3'$ en $4'$ practisch een kortsluiting voor een hoogfrequente spanning. Deze komt dus op de ingangsklemmen $3'$ en $4'$ van het net inderdaad niet voor, maar over de aardverbindingen Z_{1a}, Z_{2a}, enz. kan er op de ingangsklemmen *5* en *6* van het ontvangtoestel toch nog zeer goed een hoogfrequente stoorspanning terechtkomen, waarbij de leiding $4'4$ als terugweg fungeert. Het is in bepaalde gevallen zelfs mogelijk, dat de storing bij het ontvangtoestel door het aanbrengen van een dergelijk asymmetrisch ontstoringsfilter juist nog wordt verergerd, daar de asymmetrie van het net dusdanig is veranderd, dat de asymmetrische component van de stoorspanning erdoor wordt vergroot.

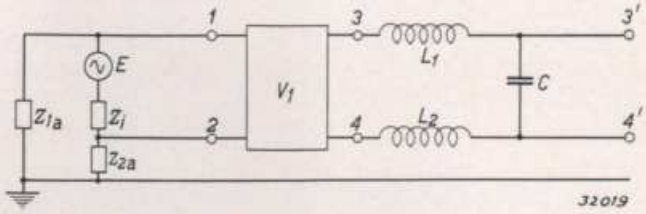


Fig. 6. Het achter de vierpool V_1 aangebrachte ontstoringselement is symmetrisch gemaakt, zoodat zich nu in elk der leidingen een zelfinductie (L_1 en L_2) bevindt. Op deze wijze wordt de asymmetrische storing goed onderdrukt.

Speelt de symmetrische component der stoorspanning de hoofdrol, hetgeen slechts zelden voorkomt, dan is met de schakeling volgens fig. 5 natuurlijk steeds ontstoring te verkrijgen. Zijn de aardimpedanties Z_{1a} en Z_{2a} niet groot, dan verdient het voor het onderdrukken van de asymmetrische component aanbeveling, de zelfinductie van het ontstoringselement over de beide leidingen te verdeelen, zooals in *fig. 6* is aangegeven. Bij een dergelijke schakeling is de impedantie van de stroomkring der symmetrische stoorspanning niet veranderd, maar voor de asymmetrische stoorspanning, waarbij de aarde als teruggeleider fungeert, is de impedantie door het aanbrengen van een dergelijk symmetrisch ontstoringsfilter aanmerkelijk verhoogd, daar nu ook $4\,4'$ een impedantie bevat. De impedanties L_1 en L_2 in de beide leidingen behoeven bij deze schakeling geenszins gelijk aan elkaar te zijn, maar wel beide voldoende groot. Teneinde de asymmetrische stoorspanning voldoende te onderdrukken, moeten zij bovendien groot zijn ten opzichte van de impedantie van de vierpool V.

Bij natriumlampen, die worden gevoed door een spaarlektransformator, wordt eigenlijk vanzelf een ontstoring volgens het schema van fig. 6 verkregen. Zooals in *fig. 7* gestippeld is aangegeven, fungeert dan nl. de capaciteit van de voedingskabel als condensator C in het schema van fig. 6, terwijl

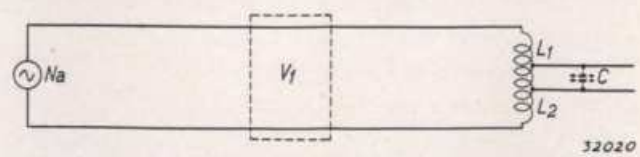


Fig. 7. Bij gebruik van een spaarlektransformator is de natriumlamp Na reeds zonder speciale maatregelen ontstoord volgens het principe van fig. 6 door de lekreactanties L_1 en L_2 en de capaciteit C der netleidingen.

[3]) Vgl.: Philips techn. T. **1**, 161, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

het lekveld van de spaarlektransformator de rol speelt van de smoorspoelen L_1 en L_2 uit dat ontstoringsschema. Daar elk der leidingen van de voedingskabel bovendien een behoorlijke capaciteit bezit ten opzichte van de geaarde kabelmantel, is veelal reeds vanzelf met de spaarlektransformator een ontstoring verkregen volgens een nog betere schakeling, die in *fig. 8* is weergegeven.

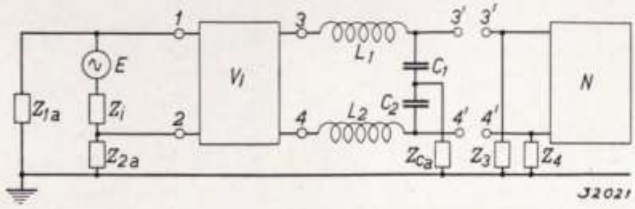


Fig. 8. Het ontstoringselement is nog verder gesymmetriseerd dan in fig. 6, daar de condensator is gesplitst in C_1 en C_2, wier verbindingspunt door Z_{C_a} met de aarde is verbonden.

Hierbij is nl. de condensator C verdeeld in C_1 en C_2, die in serie staan, terwijl hun verbindingspunt met de aarde wordt verbonden. Deze aardverbinding bezit natuurlijk een impedantie, die wij in het schema met Z_{C_a} hebben aangegeven. Slechts in het geval, dat deze aardimpedantie Z_{C_a} klein is ten opzichte van de impedanties Z_3 en Z_4 der aardverbindingen van de ingangsklemmen $3'$ en $4'$ van het net, is zij effectief, want dan zorgt zij ervoor, dat de asymmetrische stroomkring over haar naar de aarde wordt gesloten, zoodat de hoogfrequente stroom niet meer met hinderlijke sterkte in het net binnendringt. De grootte van Z_{C_a} hangt af van de lengte van de aardverbinding, waarmee haar zelfinductie evenredig is, en vooral ook sterk van de plaatselijke gesteldheid van de bodem, waardoor de overgangsweerstand wordt bepaald.

Doet zich het geval voor, dat de impedantie van de vierpool V_1 evenals Z_3 en Z_4 niet klein zijn, dan is het mogelijk, de zelfinducties L_1 en L_2 uit het schema van fig. 8 weg te laten en reeds een goede ontstoring te verkrijgen door uitsluitend de condensatoren C_1 en C_2 met hun aardverbinding Z_{C_a} aan te brengen. Op een dergelijke wijze wordt een dynamo of motor met collector ontstoord, indien men, zooals gebruikelijk is, elk der borstels over een condensator verbindt met het geaarde huis der machine.

In het algemeen kan men door twee condensatoren C_1 en C_2 met hun aardverbinding Z_{C_a} aan te brengen, een bevredigende ontstoring bewerkstelligen. Er kunnen zich echter twee omstandigheden voordoen, waardoor men hierin niet kan slagen; dit is nl. het geval, indien:

1) de aardimpedantie Z_{C_a} niet voldoende klein kan worden gemaakt, of
2) de aardimpedanties Z_3 en Z_4 van de ingangsklemmen van het net zelf reeds laag zijn en er desondanks een storing optreedt.

In het eerste geval kan men er wellicht met veel moeite alsnog in slagen, de aardweerstand bijv. met een factor 2 à 3 te verkleinen, maar dit is meestal toch niet voldoende voor een behoorlijke ontstoring.

Teneinde de situatie in het tweede geval te doorzien, is het noodig na te gaan, hoe de aardimpedanties Z_3 en Z_4 tot stand komen. Hoewel zij schematisch zijn weergegeven als in een punt van de stroomkring geconcentreerde impedanties, zijn zij in de werkelijkheid hoofdzakelijk continu verdeelde afleidingscapaciteiten, die afhangen van de lengte der kabels, die in de vierpool N zijn opgenomen. Naarmate de radio-ontvanger verder van de storingsbron verwijderd is, zal de werkzame afleidingscapaciteit tusschen deze beiden grooter worden, zoodat de aardingsimpedanties Z_3 en Z_4 kleiner worden. Dit zal in het algemeen tot gevolg hebben, dat ontvangers des te minder gestoord worden, naarmate zij verder van de storingsbron zijn verwijderd. Het tweede geval zal zich derhalve slechts kunnen voordoen, wanneer een zeer sterke storingsbron een vèr verwijderde ontvanger nog hinderlijk blijkt te beinvloeden. De asymmetrische stoorstroom zou dan eigenlijk reeds, zonder dat de condensatoren C_1 en C_2 met hun aardverbinding Z_{C_a} daartoe speciaal zijn aangebracht, over de kleine aardimpedanties Z_3 en Z_4 voldoende gelegenheid moeten hebben, naar aarde af te vloeien en zoodoende niet meer met een hinderlijke sterkte in het net behooren binnen te dringen. Daartoe blijkt de op de klemmen *3* en *4* aanwezige stoorspanning echter te groot en het schema van fig. 8 is dan evenmin in staat, de toestand noemenswaardig te verbeteren.

In deze beide, hier genoemde gevallen kan nu een schakeling volgens *fig. 9* wel het gewenschte

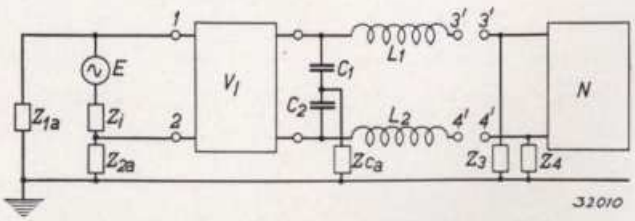


Fig. 9. Het ontstoringselement van fig. 8 is omgekeerd geschakeld, daar de zelfinducties L_1 en L_2 achter de condensatoren C_1 en C_2 zijn aangebracht in de netleidingen. Hierdoor hebben wij weer, evenals in fig. 3, feitelijk een dubbel filter verkregen. De uitgangsimpedantie van de vierpool V_1 vormt nl. met C_1 en C_2 het eerste filter, terwijl de zelfinducties L_1 en L_2 samen met de capaciteit tusschen de ingangsklemmen $3'$ en $4'$ van het net het tweede filter vormen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

resultaat leveren. Hierbij vormen nl. de condensatoren C_1 en C_2 voor hooge frequenties een kortsluiting tusschen de beide netleidingen en aarde, die aangebracht is vóór de zelfinducties L_1 en L_2, welke de stoorstroom moeten beletten, in het net door te dringen. Wij hebben nu als het ware het symmetrische ontstoringsfilter van fig. 8 andersom geschakeld en deze ontstoring werkt vooral zeer effectief, indien de inwendige impedantie van de vierpool V_1 niet te klein is. In dat geval heeft men feitelijk te maken met een dubbel filter: V_1 vormt nl. samen met C_1 en C_2 het eerste filter en L_1 en L_2 vormen met Z_3 en Z_4 het tweede filter.

Bestrijden van radiostoringen ter plaatse van het ontvangtoestel

In het voorafgaande hebben wij besproken, hoe men meer of minder in de nabijheid van een electrisch toestel voorzieningen kan aanbrengen, teneinde te voorkomen, dat dit aanleiding kan geven tot storingen in de radio-ontvangst. Wij willen nu nog behandelen, welke maatregelen men ter plaatse van het ontvangtoestel tegen radiostoringen nemen kan.

In *fig. 10* is een ingangsschakeling van een radio-ontvangtoestel weergegeven, vergezeld van een ver-

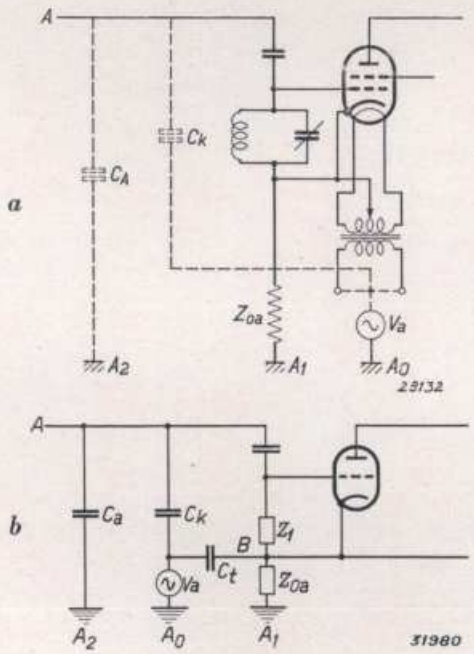


Fig. 10. Ingangsschakeling van een radio-ontvangtoestel (*a*) met bijbehoorend vervangingsschema (*b*). De antenne A is los gekoppeld met de afgestemde kring, die door Z_1 voorgesteld is. De antenne-invoerdraad bezit strooicapaciteiten C_a ten opzichte van de aarde (A_2) en C_k ten opzichte van de storingsbron V_a. Het aardpunt B van het ontvangtoestel is over de aardimpedantie Z_{0a} verbonden met de aarde (A_1). De capacitieve koppeling van de storingsbron V_a met de voedingszijde van het ontvangtoestel over de voedingstransformator is voorgesteld door C_t.

vangingsschema [4]). Die storingen, welke in staat zijn, tusschen de kathode en het rooster van de ontvangbuis, dus over Z_1 in het vervangingsschema, een merkbare spanning te doen optreden, zullen hinderlijk zijn voor de radio-ontvangst. Wij moeten hierbij bedenken, dat er in de praktijk bij een goede ontvanger voor wordt gezorgd, dat de capacitieve koppeling C_t tusschen de primaire en secundaire wikkeling van de voedingstransformator voldoende klein wordt gemaakt, zoodat men in het algemeen niet bevreesd behoeft te zijn, dat er door middel van de stroomkring V_a, C_t, Z_1, C_a, A_2, A_0 hinderlijke stoorspanningen over Z_1 komen te staan. Mocht dit toch wel het geval zijn, dan kan men de impedantie van deze kring verhoogen door in serie met C_t dwz. in de primaire leiding van de voedingstransformator een hoogfrequentie smoorspoel aan te brengen met een impedantie, die groot is ten opzichte van die van C_t en ook ten opzichte van de aardimpedantie Z_{0a}, zoodat de alsnog door C_t loopende stoorstroom gemakkelijk naar de aarde (A_1) kan afvloeien en slechts een uiterst kleine fractie door Z_1 en C_a naar A_2 gaat.

Voor het overbrengen van stoorspanningen uit het net op het rooster van de ontvangbuis speelt echter meestal de capacitieve koppeling C_k tusschen het voedingsnet en de invoerdraad van de antenne A de belangrijkste rol. De stoorspanning komt in dit geval door middel van de stroomkring V_a, C_k, Z_1, Z_{0a}, A_1, A_0 over Z_1 te staan. Door o.a. speciale antennes te gebruiken, kan men er voor zorgen, dat de stoorstroom door deze stroomkring klein blijft, maar hierop willen wij in dit artikel niet nader ingaan. Wij zullen hier slechts bespreken, wat men kan bereiken, door de invoer van de antenne over een flinke lengte af te schermen.

Deze afscherming verkrijgt men door gebruik te maken van afgeschermde kabel, waarvan de kern, die als antenne-invoerdraad dient, slechts weinig capaciteit heeft ten opzichte van de geaarde metalen mantel. De capaciteit C_0 in *fig. 11* is daardoor klein, zoodat de ontvangsterkte er niet hinderlijk door achteruit gaat. De aarding van de metalen huls geschiedt, door deze met het aardpunt B van de ontvanger te verbinden, zooals in fig. 11 is aangegeven. Dientengevolge kan de stoorspanning V_a nu niet meer door middel van een capacitieve koppeling (C_k in fig. 10) tusschen voedingsnet en antenne-invoerdraad een stoorstroom over de antenne-invoerzijde in het ontvangtoestel doen binnendringen, want de koppelcapaciteit $C_{k'}$ in fig. 11

[4]) Reeds in Philips techn. T. **3**, 244, 1938 werd deze schakeling behandeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

beteekent slechts een vergrooting van de capaciteit C_t der transformatorwikkelingen.

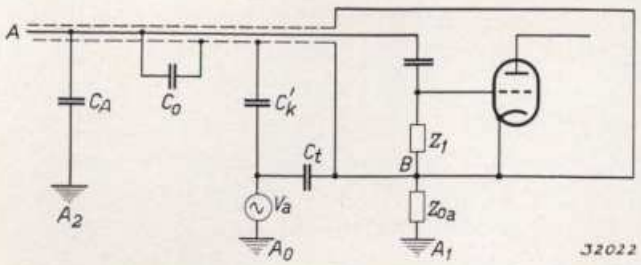


Fig. 11. Ontstoring van het radio-ontvangtoestel van fig. 10 door de antenne af te schermen (gestippeld). Deze afscherming ligt aan het aardpunt B van de ontvanger, dat over Z_{0a} met de aarde (A_1) is verbonden. De afscherming heeft een capacitieve koppeling C_0 met de antenne-invoerdraad en $C_{k'}$ met de storingsbron V_a. Deze kan nu niet meer, zooals in fig. 10, een storing vanaf de antennezijde in het ontvangtoestel doen binnendringen.

De eenige kring, waarover nu nog een stoorstroom door Z_1 kan loopen, is: V_a, $C_t + C_{k'}$, Z_1, C_A, A_2, A_0. Evenals reeds bij de bespreking van de stroomkring over C_t en Z_1 in fig. 10 werd opgemerkt, zal nu ook in de stroomkring over $C_t + C_{k'}$ en Z_1 in fig. 11 geen hinderlijke stoorstroom loopen, indien slechts de aardimpedantie Z_{0a} voldoende klein kan worden gemaakt ten opzichte van de impedantie der capaciteit $C_t + C_{k'}$. De stoorstroom wordt dan nl. vrijwel geheel onmiddellijk naar aarde (A_1) afgeleid door Z_{0a}. De ontstoring, die men met de afscherming kan verkrijgen, is des te beter, naarmate de aardimpedantie Z_{0a} kleiner is ten opzichte van de impedantie over de verbinding Z_1, C_A, A_2.

Enkele practische voorbeelden van ontstoring

Tenslotte willen wij enkele voorbeelden behandelen, hoe in de praktijk ontstoring kan worden verkregen. Zijn de radiostoringen bijv. afkomstig van een driefasengelijkrichter, waarvan de anoden gemakkelijk zijn te bereiken en niet te groote stroomen voeren, zoodat men vlak bij iedere anode een zelfinductie in de anode-toevoerleiding kan opnemen,

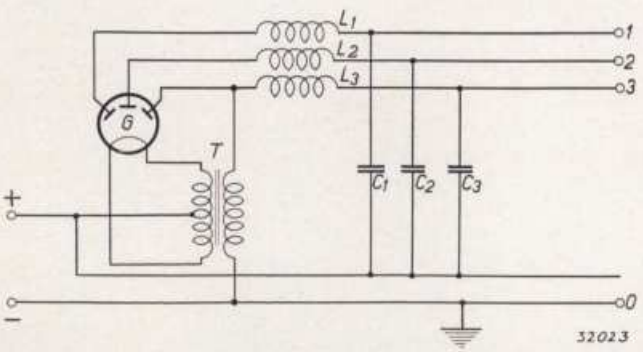


Fig. 12. Ontstoring van een direct op het net (*1*, *2*, *3*) aangesloten driefasengelijkrichter G door de zelfinducties $L_1L_2L_3$ en de condensatoren $C_1C_2C_3$ volgens het in de figuren 2*b* en 4 aangegeven principe.

dan is de ontstoring volgens het in de figuren 2*b* en 4 aangegeven principe reeds direct bij de storingsbron te bewerkstelligen. Bij de in *fig. 12* aangegeven schakeling zijn de anode-toevoerleidingen direct buiten de zelfinducties $L_1L_2L_3$ door de condensatoren $C_1C_2C_3$ met het nulpunt van de kathode verbonden, zoodat dan inderdaad de storing reeds in de kiem wordt gesmoord en geen gelegenheid heeft, in het net door te dringen. Doelbewust zijn hierbij de condensatoren aan de gloeidraad van de gelijkrichter gelegd en niet aan aarde, omdat op deze wijze de stoorstroom in het geheel geen aanleiding heeft, het gelijkstroomnet binnen te dringen. Waren C_1, C_2, C_3 wèl geaard, dan zou de stoorstroomkring zich over de verdeelde capaciteit tusschen de + en — leiding moeten sluiten. Wil men eventueel C_1, C_2, C_3 wel aarden, dan moet men de + en — leiding dicht bij de gelijkrichter hoogfrequent kortsluiten met een condensator.

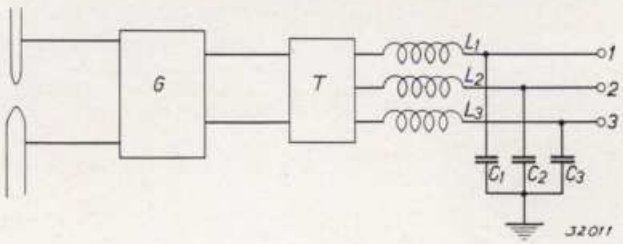


Fig. 13. Ontstoring van een gelijkrichterinstallatie G met transformator T volgens de in fig. 8 aangegeven schakeling.

Heeft men te maken met een driefasengelijkrichter voor een grooter vermogen, waarvan de anoden in het algemeen niet onmiddellijk op de netleidingen zijn aangesloten, maar over een transformator worden gevoed, dan zijn de anodestroomen te groot en de anoden doorgaans ook moeilijk te bereiken om dicht daarbij zelfinducties in de toevoerleidingen aan te brengen. Een dergelijk geval zal zich bijv. kunnen voordoen, indien een door het driefasennet gevoede gelijkrichter dient als energiebron voor de koolboog van het projectietoestel in een bioscoopgebouw. In zoo'n geval, waarbij door metingen met een draagbare ontvanger kon worden vastgesteld, dat in de omtrek van de bioscoop het lichtnet met een hinderlijke radiostoring was behebd, kon een afdoende ontstoring bewerkstelligd worden door zelfinducties $L_1L_2L_3$ aan te brengen in de voedingsleidingen van de transformator en deze direct buiten deze zelfinducties over condensatoren $C_1C_2C_3$ met de aarde te verbinden, zooals in *fig. 13* werd aangegeven. Daar in dit geval de storing door middel van het net werd verbreid, was op eenige afstand uitsluitend de asymmetrische stoorspanning de hinderlijke en door deze schakeling wordt de stroomkring van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de asymmetrische stoorspanning direct achter de transformator gesloten, zooals aan de hand van fig. 8 reeds werd uiteengezet.

In ons geval werden zelfinducties gebruikt van 0,2 mH, die als een solenoide van één laag dik op een koker werden gewikkeld, teneinde te voorkomen, dat de wikkelingen een te groote capaciteit ten opzichte van elkaar zouden bezitten. Is nl. de eigencapaciteit van de spoel te groot, dan zou het mogelijk zijn, dat de zelfinductie van de spoel voor de hooge frequenties van het gebied, dat men wenscht te ontstoren, kortgesloten wordt. De resonantiefrequentie van de spoel dient grooter te zijn dan de te ontstoren frequenties. Mogen wij nu verdere impedanties verwaarloozen, dan is voor stoorgolven van 300 m, dwz. 1 MHz, de serie-impedantie in de voedingslijn: $\omega L = 2\pi \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{-4} = 1256\ \Omega$. Daar condensatoren van 0,1 μF werden gebruikt, bedraagt de impedantie van de shunt op het voedingsnet: $\frac{1}{\omega C} = \frac{10^{-6}}{2\pi}\ 10^7 = \frac{1}{0{,}628}\ \Omega$.

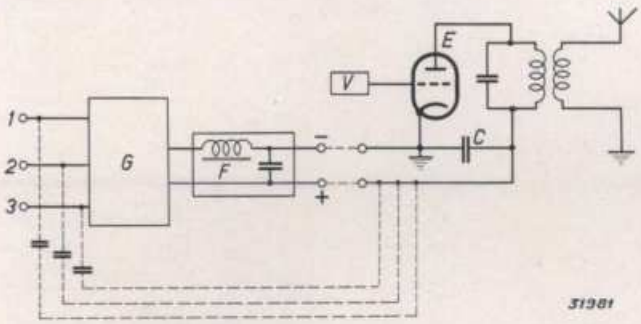


Fig. 14. Ontstoring van een radiozender. De op het net (*1*, *2*, *3*) aangesloten zesfasengelijkrichter *G* levert door middel van het afvlakfilter *F* de anodespanning voor de eindtrap van de zender. De voortrap *V* levert de roosterspanning voor de eindbuis *E*. De leidingen van het voedingsnet zijn capacitief gekoppeld met de toevoerleidingen voor de eindtrap en langs deze weg zouden middel- en hoogfrequente storingen uit de gelijkrichter in de eindtrap kunnen komen. Dit nu wordt belet door de toevoerleiding dicht bij de eindtrap met een condensator *C* kort te sluiten voor de hooge frequenties.

De door deze schakeling verkregen spanningsdeeling reduceert de stoorspanning, die het net binnendringt, dus met een factor $= 0{,}628 \cdot 1256 \approx 800$, hetgeen een afdoende ontstoring beteekent. Tengevolge van de onvermijdelijke aardimpedantie zal de ontstoringsfactor in de praktijk kleiner worden.

Een merkwaardig geval van radiostoring hebben wij ontmoet bij een omroepzender (*fig. 14*). De eindtrap hiervan werd gevoed met een zesfasengelijkrichter *G* voor een spanning van 20 kV en een vermogen van 60 kW, die voorzien was van zes gasgevulde gelijkrichterbuizen. De voeding vindt plaats uit het driefasennet van 380 V en 50 per/sec. Per sec voert dus iedere buis 50 stroomstooten, zoodat het totaal aantal stroomimpulsen per sec 300 bedraagt. Het stoorspectrum, dat de gelijkrichter afgeeft, bezit een grondfrequentie van 50 per/sec, daar de 6 gelijkrichterbuizen niet volkomen identiek zijn, en het loopt door tot enkele honderdduizenden per/sec. Door het afvlakfilter *F* wordt het laagfrequente gedeelte van het stoorspectrum weliswaar afgesneden, maar het middel- en hoogfrequente gedeelte dringt door de transformator van de gelijkrichterinstallatie in het voedingsnet door. De netkabels zijn capacitief gekoppeld (gestippeld aangegeven in fig. 14) met de toevoerleidingen van de eindtrap en wekken dus stoorspanningen op tusschen kathode en anode van de eindbuis *E*. Op deze wijze komt het niet laagfrequente gedeelte van het stoorspectrum dus toch in de eindtrap, waar het op de draaggolf wordt gemoduleerd, zoodat het door de antenne wordt uitgezonden.

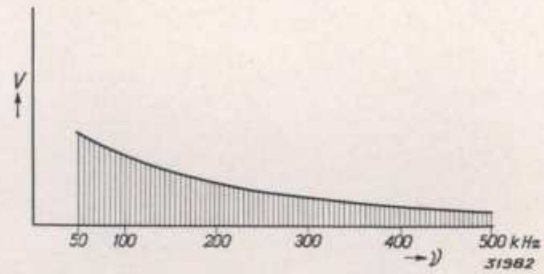


Fig. 15. Stoorspectrum van de gelijkrichter van fig. 14. *V* stoorspanning, *ν* frequentie.

Als wij nu onderstellen, dat het stoorspectrum een frequentiegebied bestrijkt van 50 tot 500 kHz (*fig. 15*), dan ontstaan er na modulatie op een

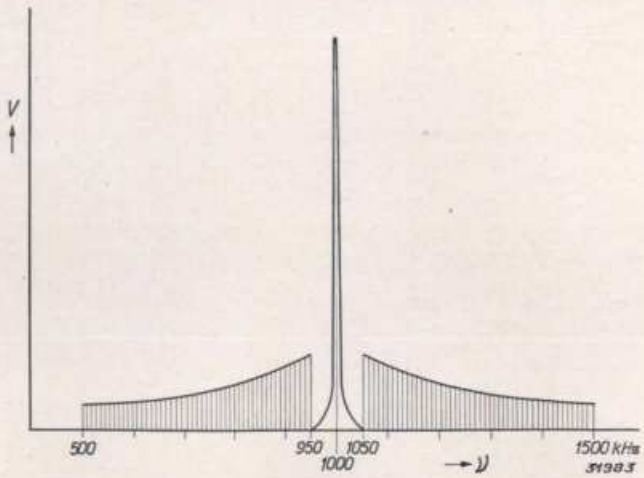


Fig. 16. De spanning *V* in de antenne in afhankelijkheid van de frequentie *ν*. De draaggolf ligt bij 1000 kHz; de hoorbare zijbanden beslaan het gebied 1000 $\pm$ 4,5 kHz, zoodat de door de stoorspanningen opgewekte zijbanden (500-950 en 1050-1500 kHz) hier geheel buiten vallen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

draaggolf van 1000 kHz (golflengte 300 m) twee zijbanden, nl.: 500-950 kHz (600-316 m) en 1050-1500 kHz (286-200 m). Daar de stoorspanningen klein zijn, zullen de door de normale zijbanden in de antenne opgewekte spanningen veel grooter zijn dan de spanningen in de door de storing opgewekte zijbanden, zooals in *fig. 16* ook is aangegeven. Op groote afstand van de zender merkt men derhalve niets van deze storing. Luistert men in de onmiddellijke omgeving van de zender naar deze zèlf, dan zal men ook niets van de storing merken, want de normale bandbreedte, waarop een ontvanger is afgestemd, bedraagt ongeveer 9 kHz en in het frequentiegebied van 1000 $\pm$ 4,5 kHz komt practisch geen storing voor. Gaat men de ontvanger echter afstemmen in de frequentiegebieden 500-950 kHz of 1050-1500 kHz, dan wordt de gemoduleerde stoorband ontvangen. Daar deze 6 $\times$ 50 golftreinen per sec bevat, zal men deze modulatie als een ratel uit de luidspreker te hooren krijgen. De radio-ontvangst van stations met draaggolven gelegen in bovengenoemde frequentiegebieden zal dan ernstig gestoord zijn.

In dit geval werd een afdoende ontstoring bewerkstelligd door de toevoerleidingen van de eindtrap dicht bij de zendbuis voor hooge frequenties kort te sluiten met een condensator C, zooals in fig. 14 werd aangegeven.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1405*: M. J. O. Strutt: Etages à haute fréquence, étages changeur de fréquence et détecteur des récepteurs de télévision (Onde él. **18**, 14-26 en 83-91, Jan. en Febr. 1939).

Aangetoond wordt, dat de ingangssignalen bij televisie minstens 1 of 2 millivolt moeten bedragen teneinde voldoende boven het ruischniveau te komen. Dit brengt vanaf de antenne tot de tweede detector een noodzakelijke versterking mede van ongeveer 5 000. Een door Philips in 1936 gebruikt ontvangschema wordt beschreven, waarna twee nieuw ontwikkelde schema's behandeld worden. Rechtstreeksche hoogfrequentie-versterking wordt beschreven, waarbij eenige nieuwe typen lampen worden gebruikt in de drie trappen tusschen antenne en tweede detector. Daarna worden de constructie van en metingen aan een experimenteele installatie behandeld. De berekeningen en metingen geven aanleiding tot een algemeene bestudeering der voorwaarden, waaraan de buizen in televisie-ontvangers moeten voldoen. Daarna wordt een mengtrap beschreven en een bijbehoorende superheterodyne televisie-ontvanger, waarin de nieuw ontwikkelde buizen worden gebruikt. Tenslotte worden de voorwaarden nagegaan, waaraan een diode moet voldoen, die als tweede detector wordt gebruikt in een televisie-ontvanger, waarna een nieuwe diode wordt beschreven, die geschikt is voor dit doel.

Door denzelfden schrijver is inmiddels een analoog artikel (**1427**) bijgedragen in de Wireless Engineer **16**, 174-187, April 1939, waarvan wel overdrukken ter beschikking zijn, zoodat wij verder hiernaar verwijzen.

1406: W. Elenbaas: The temperature in the high pressure mercury discharge tube (Phys. Rev. **55**, 294-296, Februari 1939).

Verschillende argumenten worden naar voren gebracht, die de meening ondersteunen, dat de temperatuur van het gas en van de electronen in een hooge druk kwikontlading vanuit het midden naar de wand zeer geleidelijk daalt en niet, zooals door Adams en Barnes wordt aangegeven, over een groot gedeelte van de doorsnede constant blijft om dicht bij de wand zeer snel af te nemen. Bovendien wordt aangetoond, dat het verschil tusschen gastemperatuur en electronentemperatuur belangrijk kleiner is dan Adams en Barnes onderstellen.

---

*) Van publicaties, gemerkt met een *, is geen voor verspreiding voldoend aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!